PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 21. | 1. August 1903. | 4. Jahrgang.

Redaktionsschluss für No. 22 am 5. August 1903.

INHALT.

Originalmitteilungen:

J. J. T. Chabot, Über eine Fallmaschine und ein Cykelmodell. S. 565.
R. Heilbrun, Wellendemonstration mit der Rogetschen Spirale. S. 567.
E. Grimsehl, Demonstrationsapparat zur Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalents. S. 568.
J. Traube, Zur Theorie des kritischen Zustandes. S. 569.
J. Precht, Mehrfarbige Lösungen. S. 572.
F. Leininger, Bestimmung des Verhältnisses der von den Kathoden- und Kanalstrahlen transportierten Elektrizitätsmengen zur erzeugenden Stromstärke. (Auszug.) S. 573.
W. Kaufmann, Glimmentladung bei Atmosphärendruck. S. 578.
K. v. Wesendonk, Notiz über Teslaentladungen aus Spitzen. S. 580.
K. Przibram, Über die oszillierende Spitzenentladung bei vermindertem Luftdruck. S. 581.
J. Stark, Bemerkung zur Ablenkung der positiven Strahlen im elektromagnetischen Felde. S. 583.
W. Wien, Über die Erzeugung sehr hoher Spannungen durch Wechselstrom. S. 586.
H. Mache, Über die Polarität der elektrischen Zerstreuung bei Gewittern. S. 587.
Personalien. S. 588.
Gesuche. S. 588.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über eine Fallmaschine und ein Cykelmodell.

Von J. J. Taudin Chabot.

Die Fallmaschine, welche Poggendorff nach eigener Angabe[1]) als Verbesserung der Atwoodschen[2]) konstruiert hat, zeigt gleich wie diese im Gebrauch eine ablaufende Schnur, deren Fortbewegungsgeschwindigkeit und Bahnlänge mithin die Dauer eines jeden Experiments beschränken. Den Versuch einer Weiterbildung der Poggendorffschen Fallmaschine, namentlich um die Beobachtungen von zeitlicher Beschränkung infolge des Ablaufes einer Schnur zu befreien, bedeutet sodann das von mir als „eine neue Fallmaschine" beschriebene Modell.[3]) In der Darlegung seiner Wirkungsweise bin ich der von Poggendorff für seine Fallmaschine gegebenen gefolgt: „die Zu- oder Abnahme des Gewichtes eines einzigen Körpers, je nachdem er gehoben oder gesenkt wird"[4]), erschien demnach hier als Schwerpunktsverschiebung des Systems der beiden Massenscheiben Fig. 1, sodass es als Ganzes zu rotieren anfing.

Die Entstehung des Poggendorffschen Apparates eben aus der Atwoodschen Fallmaschine mag seine Qualifizierung desgleichen als Fallmaschine veranlasst haben. Obwohl hiergegen die Atwoodsche Fallmaschine der wesentliche Unterschied besteht, dass die Gravitation, wie bei der Gewichtsuhr, nur als motorische Kraft überhaupt sich bethätigt, erzielt man doch im Grunde dieselben Effekte bei blosser translatorischer Bewegung etwa einer belasteten Federwage: im Falle der Mechanismus auf die Masse zu bewegt wird, zeigt sich Gewichtsvermehrung, im Falle er von ihr hinweg bewegt wird, Gewichtsverminderung an, und zwar gleichgültig, wie die Bewegungsbahn im Schwerkraftsfelde der Erde orientiert ist, wenn nur bei Annäherung an Erde, — α, Neigungswinkel der Bahn gegen eine Niveaufläche, — allgemein die Geschwindigkeit der Translation $v > g \sin \alpha$.

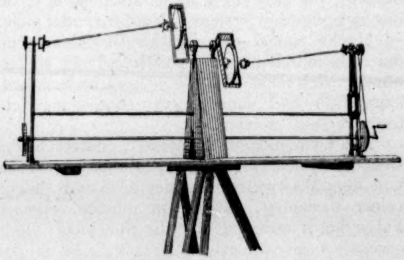


Fig. 1.

Hieraus erhellt, dass der Mitwirkung der Schwerkraft überhaupt lediglich sekundäre Bedeutung innewohnt, während das Beharrungsvermögen der zu bewegenden Massen den eigentlichen beobachteten Effekt veranlasst. Kommt mithin der Poggendorffschen Fallmaschine die Bezeichnung als solche schon nicht mehr im ursprünglichen Sinne — wie der Atwoodschen Fallmaschine — zu, so passt vollends auf meine Weiterbildung des Apparates ein „valmachine en is gheen valmachine", als Variante des Simon-Stevinschen Wortes „wonder en is gheen wonder" (bezüglich der geschlossenen, bei jeder Form ohne weiteres äquilibrierten Kette).[1])

1) Pogg. Ann. **92**, 179, 1854.
2) On the rectilinear motion and rotation of bodies. Cambridge 1784.
3) Diese Ztschr. **3**, 489, 1902.
4) Pogg. Ann., loc. cit., S. 181.

1) Wiskonstige Gedachtenissen; Leyden, 1605—1617.

Das neue Modell weist nun aber dem alten Poggendorffschen gegenüber den Unterschied auf, dass es von der diesem letzteren als gewissermassen zufälliger Umstand anhaftenden Eigentümlichkeit, nur unter Mitwirkung der Schwerkraft funktionieren zu können, befreit: die Rotation des Systems der beiden Massenscheiben tritt ein, wenn ihre Ebene normal sowohl als wenn sie parallel zu einer Niveaufläche des Schwerkraftfeldes orientiert erscheint, Letztgemeinten Fall experimentell zu verwirklichen braucht nur die Drehachse des hinlänglich kräftig gefügten Modells vertikal gestellt zu werden: erleidet die Rotation der beiden Massenscheiben eine Beschleunigung, beispielsweise eine negative, — wenn etwa dieselbe, einmaligem Anstoss entsprungen, unter fremden Einflüssen allmählich nachlässt, — so beobachtet man auch jetzt eine positive Beschleunigung des Umlaufs (sei dessen Geschwindigkeit anfangs 0 oder >0) der beiden Massen umeinander, fortdauernd nach Massgabe der Abnahme ihrer Achsendrehung. Gleichzeitig, folglich, entsteht für den Durchmesser der Umlaufsbahn das Bestreben, sich zu vergrössern, sodass nunmehr in einem bestimmten Augenblicke nur mehr die Grösse der beide Massen zusammenhaltenden Kraft es bedingt, ob diese auseinander streben, d. h. ob das zweigliedrige System sich auflöst, oder nicht. — Macht einmal die negative Beschleunigung der Achsendrehung einer positiven Platz, so vermindert sich alsbald die Umlaufsgeschwindigkeit, kann Null und dann negativ (Bewegungsrichtungswechsel) werden.

Als Cykelmodell betrachtet, unterscheidet sich die Konstruktion in eigentümlicher Weise von dem Maxwellschen Dicykel[1]) und einigen seiner Varianten, sowie von meinem eigenen Polycykel[2]): während dort die einzelnen Cykeln sozusagen als diskrete Massensysteme in das kontinuierliche „Kraftsystem" eintreten, eine gleiche Bewegung (Achsendrehung) sich successive verschiedenen Massen mitteilt, sind es hier, umgekehrt, verschiedene Bewegungen, die successive an den gleichen Massen wahrgenommen werden: Zur Achsendrehung gesellt sich je nach deren Beschleunigung eine Umlaufsbewegung derselben Massen.[1]) Es entfällt der Zwischenmechanismus.

Einen Versuch, andererseits, auch bei verschiedenen Massen ohne Zwischenmechanismus gelegentlich auszukommen, oder vielmehr einen solchen von den Cykeln nicht eigentlich zu differenzieren, bildet das erwähnte Polycykel: Die einzelnen Elemente, — Zahnräder mit gleitendem Eingriff, Fig. 2, — als Aufbau von beliebiger Ausdehnung kontinuierlich den Raum erfüllend, sind in der Form einander alle gleich, nur durch die Orientierung, — nach äquidistant

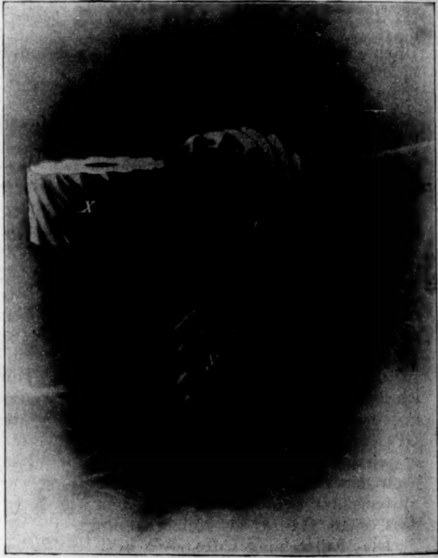


Fig. 2.

ineinander gestellten rechtwinkligen zwei Raumgittern, x, y, z, φ, χ, ψ — verschieden. Für ein beliebig herausgegriffenes Dicykel gilt, dass ein infolge Hemmung, welcher Art immer, nicht übertragener Restbetrag rotatorischer Bewegung des ersten Cykels als translatorische Bewegung in die Erscheinung tritt; der dislozierte Teil kann, um die Achse drehend, in die Anfangs-

1) In der Sammlung des Cavendish-Laboratoriums zu Cambridge befindlich, erwähnt von Lord Rayleigh bei der Beschreibung eines eigenen Modelles (Phys. Soc. of London **10**, 434, 1890) und vorgezeigt von Prof. Forbes gelegentlich seines zweiten Vortrags über elektrische Wechselströme und unterbrochene Ströme (vor der Royal Institution zu London, 1895). — Aus diesem Modell konstruktiv abgeleitet erscheint der von mir angegebene rotierende Erdinduktor ohne Schleifkontakte (Phil. Mag. VI, **4**, 506, 1902): beide Cykeln normal zu einander und ohne Zwischenrad in direktem Eingriff, der eine feststehend, der andere (das Induktorsolenoid) außer der Achsendrehung auch noch die Umlaufsbewegung ausführend, welche sonst dem jetzt fehlenden Zwischenrad zukommt — so eröffnete sich die Möglichkeit des unmittelbaren Anschlusses eines (biegsamen) Leiters, welcher trotz der permanenten Rotation nicht gedrillt wird, nachdem infolge des Hinzutretens einer fortschreitenden Bewegung (des Umlaufs im Kreise) jene (auch am Wirbelringkörper bekannte) wälzende Bewegung resultiert, die hier eben gleichbedeutend ist mit dem Ausbleiben einer Tortion des direkt angeschlossenen Leiters.

2) Phil. Mag. **46**, 428, 571, 1898.

1) Ähnliches an Maxwells Modell ist wohl nur accidentell, insofern es lediglich einen Teil des Zwischenmechanismus betrifft: das Zwischenrad führt um seine eigene Achse rotierend, eine Umlaufsbewegung um die, beiden Cykeln gemeinsame Achse aus, solange nicht diese gleiche Geschwindigkeiten besitzen.

lage zurückkehren, momentan noch oszillatorisch darüber hinauslaufend, oder, wenn er den nächsten Eingriff erreicht hatte, weiter wandern. Umgekehrt kann der erstmalige translatorische Antrieb rotatorische Bewegungen verursachen. Wie jeweils der Gesamtaufbau des Polycykels einen Impuls durchlässt, ob rotatorisch, ob translatorisch, bedingt sodann seine Beschaffenheit zur betreffenden Zeit, i. e. sein Zustand; im allgemeinen werden Rotation und Translation zugleich auftreten, während eine von beiden vorherrscht.

(Eingegangen 1. Juli 1903.)

Wellendemonstration mit der Rogetschen Spirale.

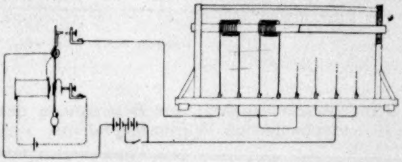
Von Richard Heilbrun.

Die Rogetsche Spirale[1]) liefert bekanntlich einen besonders hübschen Vorlesungsversuch über die elektrodynamische Anziehung und bereitet mit der Wirkung der Windungen einer Spule aufeinander den späteren Übergang von Induktion zu Selbstinduktion vor. Merkwürdigerweise scheint das Arbeiten der Spirale noch niemanden dazu geführt zu haben, mit ihr Longitudinalwellen zu demonstrieren, obgleich an guten Wellenapparaten kein Überfluss ist.

Freilich zeigt die Rogetsche Spirale in ihrer alten Form durchaus keine reine Schwingung. Selbst wenn von dem störenden Einflusse der Reibung der Drahtspitze im Quecksilber und dem namentlich bei Beschwerung des unteren Endes nicht unerheblichen der Schwerkraft abgesehen wird, bleibt zweierlei Störendes bestehen. Das ist erstens während des Eintauchens die ausserordentliche Dämpfung der herabschwingenden Spule durch die elektrodynamische Anziehung der Windungen. Die Spitze wird nicht viel unter ihre Ruhelage herabschwingen, und die Kurve, welche ihre Elongationen als Funktion der Zeit wiedergiebt, wird im wesentlichen nur aus halben Wellen über der das Quecksilberniveau bezeichnenden Abszisse bestehen. Aber auch solange die Spitze nicht eintaucht, wird die Spirale nicht wirklich frei elastisch in ein Viertel Wellenlänge schwingen, denn es bleibt die Diskrepanz zwischen den elastischen Kräften und der Nachwirkung der elektrodynamischen, ähnlich wie bei einem Pendel, das auf seiner Bahn jedesmal an derselben Stelle mit seiner sehr elastischen Kugel gegen eine Wand stösst.

Die Rogetsche Spirale lässt sich nun dadurch zur Wellendemonstration geeignet machen, dass man der elektrodynamischen Anziehung die Abstossung hinzufügt. Man versucht vergeblich, zu diesem Zwecke der Spule an mehreren Stellen den Windungssinn zu ändern. Gerade diese Umbiegungsstellen erweisen sich immer wieder als vollständig unelastisch. Es bleibt nichts übrig, als mehrere Spulen zu verwenden, von denen immer die Nachbarn im entgegengesetzten Sinne gewunden oder bei gleichem Windungssinn von entgegengesetzten Strömen durchflossen werden. Die Spulenachse wird aus der Vertikalen in die Horizontale verlegt — sonst geht es schlecht — und, wenn man will, zur Vergrösserung der Amplituden ein Eisenkern durch die Windungen geschoben. In der Abbildung sind übrigens die Spulen zu weit voneinander geraten.

Durch das Herumklappen in die Horizontale verzichtet man freilich auf die selbstthätige Stromunterbrechung, welche dieselbe Periode hat, wie die Eigenschwingung der Spirale. Die Periode der jetzt notwendigen künstlichen Unterbrechung muss deshalb der der Eigenschwingung



der Spule gleich oder ein ganzes Vielfaches von ihr sein. Man giebt es bald auf, mit der Hand, etwa mittels einer Morsetaste, die Unterbrechungen hervorzurufen, weil man beim besten Willen nicht gleichmässig genug arbeitet, und benutzt einen mechanisch angetriebenen Unterbrecher. Vielleicht eignet sich dazu ein Metronom, in entsprechender Weise eingerichtet. Man kommt aber mit einem Wecker ohne Glocke ganz gut zum Ziele. Man lässt ihn mit ein Paar Trockenelementen laufen. Der schwingende Klöppel trägt, isoliert und in einigen Spiralwindungen federnd, den Leitungsdraht, welcher den aus einigen Akkumulatorenzellen entnommenen Spulenstrom zur Unterbrechungsstelle — Platinplättchen und platinierter Stift — führt. Durch Verstellen des Kontaktstiftes und Änderung des Klöppelmomentes kann man ganz genau auf die richtige Spulenperiode einstellen. Sollen sich ordentliche Wellen ausbilden, so ist die Einstellung mit der allergrössten Genauigkeit vorzunehmen. Verwendet man bis auf einen kleinen Unterschied in der Windungszahl genau

1) In Gemeinschaft mit Faraday von P. M. Roget, Sekretär der Royal Society, konstruiert, veröffentlicht in „Darstellung des Elektromagnetismus“, Deutsche Übersetzung 1847, S. 137.

gleiche Spulen — die eine habe z. B. elf, die andere zwölf Windungen —, so zeigen beide einen deutlichen Unterschied in der richtigen Periode. Die längere Spirale schwingt ein wenig schwerfälliger. Nähert man sich beim Einstellen der richtigen Periode, so fangen die erwarteten Schwingungen an, wechseln aber periodisch mit Pausen ab. Je näher der richtige Wert liegt, um so länger dauern die Schwingungen und um so kürzer die Pausen, bis diese schliesslich ganz verschwinden. Solange der Unterbrecher sauber arbeitet, schwingt jede Spirale in einer halben Wellenlänge. In der Mitte liegt der Knoten, an den beiden Enden Bäuche. Mit zwei Spiralen erhält man also eine, mit vieren zwei Wellenlängen.

Benutzt man elastischen Messingdraht von z. B. 0,6 mm Dicke und Windungen von etwa 5 cm Durchmesser, stellt die Spule auf etwa 16 cm lange Drahtbeine und lackiert sie rot an, während das als Eisenkern dienende Gasrohr mit weissem Lack angestrichen oder Papier beklebt wird, so bekommt man einen hübschen Vorlesungsversuch, der akustische oder funkentelegraphische Erklärung erleichtert.

(Eingegangen 2. Juli 1903.)

Demonstrationsapparat zur Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalents.

Von E. Grimsehl.

Die experimentelle Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalents gehört zu den wichtigsten Vorlesungsversuchen aus der Experimentalphysik. Der im folgenden beschriebene Apparat, der nach den Angaben des Verfassers von der Firma A. Krüss, Hamburg, gebaut ist, gestattet, die Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalents mit einem hinreichenden Grade der Genauigkeit innerhalb weniger Minuten auszuführen. Die Einfachheit der Versuchsanordnung ist ein besonderer Vorzug des Apparates.

Fig. 1 zeigt den ganzen Apparat, an dem Experimentiertisch festgeschraubt, Fig. 2 zeigt den kalorimetrischen Teil desselben in besonderer Zeichnung.

Der Apparat besteht aus einem festen schmiedeeisernen Gestell, das mittels zweier kräftiger Schrauben an der Platte des Tisches festgeschraubt wird. Das Gestell enthält die beiden Lager für die Achse einer starken Holzwelle, auf der eine starke Hanfschnur aufgewunden werden kann. Das in der Figur linke Ende der Achse ist mit einem Vierkant versehen, auf den eine Kurbel aufgesteckt ist. Die linke Seite des Gestelles hat ausserdem eine Bohrung, in die ein konischer Eisenstift so hin-

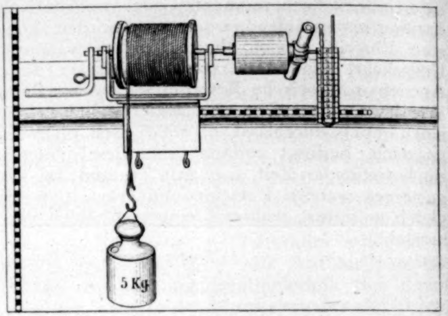


Fig. 1.

eingesteckt werden kann, dass die Kurbel sich dagegen legt und nun am Drehen verhindert wird. Auf das rechte Ende der Achse ist eine Holzbuchse befestigt, die von der rechten Seite aus konisch ausgebohrt ist und zwar so, dass ein hohler Kupferkonus gerade hineinpasst. Der Kupferkonus ist in Fig. 2 besonders abgebildet.

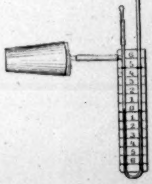


Fig. 2.

Es ist ein allseitig geschlossener, aus dünnem Kupferblech gearbeiteter Hohlkonus, in dessen Inneres von der breiten, also vorderen Grundfläche aus ein Kupferrohr führt, an welches ein offenes Manometer mittels Gummischlauchverbindung angeschlossen ist. Der kürzere Schenkel des Manometers kann durch ein Ende Gummischlauch mit eingesetztem Glasstift geöffnet und geschlossen werden. Der kupferne Hohlkonus mit dem daran gesetzten Manometer ist gewissermassen ein vereinfachtes Luftthermometer, an dem die durch die Reibung des Konus in der Bohrung der Holzbuchse erzeugte Wärme bestimmt werden kann, nachdem man den thermometrischen Skalenwert des Manometers und den kalorischen Wasserwert des Kupferkonus durch Vorversuche ein für allemal bestimmt hat.

Bei dem dieser Beschreibung zu Grunde liegenden Apparate entsprach einer Steigung der Manometerflüssigkeit um 1 mm die Temperaturerhöhung um 0,05° C., der Wasserwert des Kupferkonus betrug 4,08 g.

Zur Ausführung der Bestimmung des mecha-

nischen Wärmeäquivalents windet man ein an die Hanfschnur gehängtes Gewicht von beispielsweise 5 kg durch Drehen der Kurbel bis zur Tischhöhe auf, setzt den Haltestift links ein, setzt darauf den Kupferkonus mit Manometer in die Bohrung und drückt den Konus mit einer besonderen hölzernen Haltevorrichtung mit beiden Händen in die Bohrung. Nachdem man durch Lüften des Glasstäbchens im Manometer daselbst ungefähre Niveaugleichheit an beiden Schenkeln erzeugt hat, lässt man durch einen Gehilfen den Haltestift links herausziehen. Das Gewichtsstück fällt herunter und setzt dadurch Welle und Holzbuchse in Drehung. Die Drehung wird durch angemessenen Druck des Konus in die Bohrung so gebremst, dass das Gewichtstück bis zur Fussbodenhöhe herabsinkt, jedoch hier fast ohne lebendige Kraft ankommt. Man liest nun rasch den Stand des Manometers ab. Aus dem Produkt von Gewicht und Fallhöhe ergiebt sich die mechanische Energie, aus dem Steigen des Manometers, dem Skalenwerte desselben und dem Wasserwert des Kupferkonus folgt die Grösse der erzeugten Wärmeenergie.

Bei einem von vielen Versuchen ergab sich beim Fallen des 5 kg Gewichtstückes aus 70 cm Höhe die mechanische Energie zu 3,5 mkg. Die Steighöhe des Manometers betrug hierbei 38 mm, das bedeutet eine Temperaturerhöhung um $38 \cdot 0{,}05 = 1{,}9^0$ C. Da der Wasserwert des Kupferkonus 4,08 g betrug, ergiebt sich die entwickelte Wärmemenge zu $4{,}08 \cdot 1{,}9 = 7{,}75$ Grammkalorien oder 0,00775 Kilokalorien. Hieraus folgt für das mechanische Wärmeäquivalent der Wert $\frac{3{,}5}{0{,}00775} = 451$, also ist 1 Kal. = 451 mkg.

Dass der erhaltene Wert etwas zu gross ist, ist natürlich darin begründet, dass unvermeidlich ein Bruchteil der Energie verloren geht. Dieser Bruchteil ist aber deshalb so gering, weil der Versuch nur einen kleinen Bruchteil einer Minute Zeit in Anspruch nimmt.

Will man eine grössere Fallhöhe verwenden, so kann man die Hanfschnur über eine an einem starken Deckenhaken befestigte Rolle führen. Man hat dann eine Fallhöhe von fast 4 m zur Verfügung. Dabei ist aber der Reibungsfaktor der Rolle in Rechnung zu ziehen.[1])

Die Einfachheit der Versuchsanordnung gestattet eine mehrfache Wiederholung der Versuche mit verschiedenen Gewichten und verschiedenen Fallhöhen innerhalb kurzer Zeit.

1) Siehe des Verfassers Aufsatz über: „Die Kraftübertragung durch den Flaschenzug unter Berücksichtigung der Reibung" in Zeitschr. f. phys. u. chem. Unterricht **16**, 65.

Hamburg, Phys. Kabinett der Oberrealschule a. d. Uhlenhorst.

(Eingegangen 11. Juli 1903.)

Zur Theorie des kritischen Zustandes.

Von J. Traube.

Vor kurzem[1]) hat P. Eversheim an dieser Stelle eine Mitteilung gebracht über Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante von Lösungen und Lösungsmittel im kritischen Zustande, die so sehr mit den Ansichten im Einklang steht, welche ich im letzten Jahre[2]) über den kritischen Zustand veröffentlichte, dass es mir gestattet sein möge, hier eine kurze Weiterentwickelung jener an die Arbeiten von de Heen, Galitzine, Battelli u. a. sich anlehnenden Theorie des kritischen Zustandes mitzuteilen.

Meine Hypothese geht von der Annahme aus, dass die Atome kompressibel seien. Diese Annahme ist nicht hypothetisch, sondern u. a. durch Thatsachen gerechtfertigt, welche sich in meinen früheren Volumarbeiten[3]) ergaben. Danach ist das Atomvolumen eines Elementes in seinen verschiedenen Verbindungen keine Konstante, sondern es ändert sich von Stoff zu Stoff, und ist um so kleiner, je grösser die Anziehung zu den benachbarten Atomen ist. Zu ganz demselben Satze ist vor kurzem Th. W. Richards[4]) gelangt. Der Affinitätsdruck verkleinert daher die elastischen Atome. Dass der äussere Kompressionsdruck ebenso wirkt, habe ich in einer Arbeit über die Anwendung der Zustandsgleichung von van der Waals auf den festen Zustand[5]) kürzlich nachgewiesen. Danach ist es natürlich, dass der für die meisten Flüssigkeiten unter gewöhnlichen Umständen ca. 1000 Atm. betragende innere Druck gleichfalls die Atome komprimiert. Wenn daher bei der Verdampfung einer Flüssigkeit dieser innere Druck plötzlich von 1000 auf 0 Atm. sinkt, so müssen die komprimierten Atome eine diskontinuierliche Ausdehnung erfahren. Bei der gewöhnlichen Verdampfung wird daher nicht nur das Kovolumen, sondern auch das Eigenvolumen der Moleküle vergrössert. Dies ist der Kern meiner Hypothese.

Ein Gason ist räumlich grösser und zwar wesentlich grösser als ein Fluidon. Ein Fluidon muss, um in den vollkommenen Gaszustand überzugehen, erst unter Volum- und Druckvergrösserung sich in ein Gason verwandeln. Damit ist das 3. Volumen, der mittlere Teil der Isothermen von J. Thomson, verwirklicht.

Im Sinne von van der Waals' Zustands-

1) P. Eversheim, diese Zeitschr. **4**, 503, 1903.
2) J. Traube, Ann. d. Phys. (4), **8**, 267, 1902.
3) J. Traube, Ann. d. Phys. (4), **5**, 550, 1901.
4) Th. W. Richards, Zeitschr. Phys. Chem. **40**, 169 u. 597. 1902.
5) J. Traube, Zeitschr. Anorgan. Chem. **34**, 424, 1903.

gleichung besagt meine Hypothese, dass es zwei b-Werte giebt: ein b für den Gas- und ein b für den Flüssigkeitszustand. Diese Hypothese ist nicht hypothetischer, als van der Waals' Zustandsgleichung überhaupt, denn, wie ich[1]) bereits gezeigt habe, und neuerdings auch Guye u. Friderichs[2]) zeigten, findet man wesentlich grössere (nach Guye und Friderichs 4,7 mal so grosse) b-Werte, wenn man b nach van der Waals' Gleichung aus dem Verhalten der Gase berechnet, als wenn man b aus dem Verhalten der Flüssigkeiten für dieselbe Temperatur feststellt.

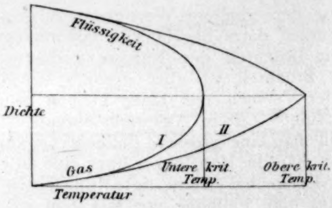
Es ist bemerkenswert, dass van der Waals selbst in einer Arbeit über die Zustandsgleichung und die Theorie der cyklischen Bewegungen[3]) rechnerisch zu einem ganz analogen Ergebnis gelangte, wonach die Grösse b nicht eine Funktion der Temperatur, sondern des inneren Druckes $\frac{a}{v^2}$ sei. Van der Waals hat sich aber mit dieser Auffassung anscheinend nicht befreunden können.

Was nun die kritischen Erscheinungen betrifft, so hat Herr Teichner in meinem Laboratorium in neuerer Zeit Versuche ausgeführt, welche in so einwandsfreier Weise die Arbeiten von de Heen und Galitzine bestätigen, dass Andrews Theorie nicht mehr aufrecht zu erhalten ist.

Teichner stellte kleine Glaskügelchen her von verschiedener Dichte. Die Dichten wurden in der Weise bestimmt, dass die Temperatur festgestellt wurde, bei welcher dieselben in Äthyläther gerade schwebten. Die Dichten des Äthers bei verschiedenen Temperaturen sind sehr genau bekannt. Eine Dichteskala von 10—20 Glaskügelchen wurde nun in ein Rohr eingeschlossen, welches luftfrei mit reinstem Chlorkohlenstoff gefüllt war. Die Erhitzung erfolgte in einem Paraffinrohre, welches von einem Dampfmantel von Diphenylamin umgeben war, das unter verändertem Drucke siedete. Der angewandte Thermostat bewährte sich vortrefflich. Die Kügelchen hielten sich noch 10 und mehr Grad oberhalb der kritischen Temperatur in den verschiedensten Höhen entsprechend ihrer Dichte und derjenigen des Rohrinhalts lange Zeit schwebend. Bei konstanter Temperatur und konstantem Drucke wurden Dichteunterschiede von mindestens 50 Proz. festgestellt. Es herrschte völliges Druckgleichgewicht, wie bei zwei übereinander geschichteten Gasen. Bei Anwendung eines elektromagnetischen Rührers erfolgte ein Ausgleich der Dichteunterschiede. Die weitaus grössten Dichteunterschiede fanden sich da, wo der Meniskus verschwunden war. Auch in verschiedenen Höhen der Flüssigkeit wurden bereits unterhalb der kritischen Temperatur Dichteunterschiede festgestellt.

Die Ergebnisse dieser Versuche von Teichner sind, wie a. O. gezeigt werden soll, völlig einwandsfrei. Temperaturdifferenzen; Unreinheiten der Substanz, die Wirkung der Schwere, kommen hier nicht in Betracht. Es ist nur eine Folgerung möglich; dass bei und oberhalb der kritischen Temperatur zwei verschiedene Materien vorhanden sind, eine gasförmige und eine flüssige, und dass die kritische Temperatur diejenige ist, bei welcher diese beiden Materien in jedem Verhältnisse ineinander löslich werden.

Über die Natur dieser beiden Materien giebt meine unabhängig von den kritischen Erscheinungen entwickelten Hypothese Auskunft. Unterhalb der kritischen Temperatur ist die Löslichkeit der Fluidonen in der Gasphase eine beschränkte (Dämpfe und gesättigte Dämpfe), und ebenso der Gasonen in der Flüssigkeitsphase (homogene Flüssigkeiten.) Das Mengenverhältnis ist durch die Temperatur bestimmt. Gasonen können aus der Flüssigkeit entweichen und ihre Zahl bedingt den Dampfdruck, der Eintritt des Gleichgewichtes bedarf einer gewissen Zeit.[1]) Nebenstehende Figur enthält unter I die bekannten Dichtekurven von Young.



Die Temperatur, bei welcher der Meniskus verschwindet, ist danach die Temperatur, bei welcher die Dichte der Flüssigkeit gleich derjenigen des Gases wird. Es giebt hiernach nur eine kritische Dichte. Indessen hat Young, worauf mich Herr Teichner aufmerksam machte, die Dichte in der Nähe der kritischen Temperatur aus dem relativen Volumen von Dampf und Flüssigkeit bestimmt, nachdem Dampf und Flüssigkeit zur Vermeidung von Verzögerungserscheinungen genügend

1) J. Traube, Ann. d. Phys. (4) **8**, 286, 1902.
2) Ph. A. Guye und L. Friedrich, Arch. Sciences phys. et nat. Genf (4) 13, 567, 1902.
3) J. D. van der Waals, Zeitschr. Phys. Chem. **38**, 257, 1901.

1) Vgl. hierüber meine frühere Mitteilung.

durchmischt waren. Auf diese Weise hat Young die Dichten der gesättigten Lösungen erhalten und diese Kurven gehen in der That bei der Temperatur, bei welcher der Meniskus verschwindet, ineinander über.

Wenn man aber die Versuchsanordnung so wählt, dass die Vermischung der beiden Materien gehindert wird, so gelangt man voraussichtlich auf Kurve II und zu einem Schnittpunkt, in welchen die Dichten wirklich gleich werden. Diese Kurven sind sehr wahrscheinlich realisierbar und zum Teil von de Heen schon verwirklicht worden. In welcher Beziehung der obere kritische Punkt zu dem absoluten Vergasungspunkt meiner früheren Arbeit steht, möchte ich heute offen lassen. Es ist nicht unmöglich, dass meine Theorie zu mehr als einem charakteristischen Punkte führt, jedenfalls folgt aus den w. u. besprochenen Versuchen Ramsays, dass für verdünnte Gase die von mir vorausgesagte absolute Vergasungstemperatur ihre Bedeutung behält, d. h. eine Temperatur, bei welcher ein Gas nur Gasonen enthält und diese Gasonen ihr Maximalvolumen einnehmen.[1]

Ich habe vorausgesagt, dass die Verdampfungswärme bei der kritischen Temperatur nicht $= 0$ sein könne. Inzwischen hat die Prüfung der bekannten Experimentalarbeit von Mathias den wunden Punkt dieser Arbeit aufgedeckt: das Resultat dieser Arbeit steht und fällt, je nachdem man Gleichheit oder Ungleichheit der Dichte annimmt. Herr Mathias, der verdiente Forscher auf dem kritischen Gebiete, schliesst sich auch im wesentlichen[2] den Ansichten von de Heen und mir an.

Was nun die schöne Arbeit von Eversheim betrifft, so erkennt jeder leicht den Widerspruch der Ergebnisse mit der Theorie von Andrews und die Übereinstimmung mit den hier entwickelten Anschauungen.

Ob der charakteristische Punkt oberhalb der kritischen Temperatur (vgl. Fig. 1 Eversheim) der absolute Vergasungspunkt ist, wie Eversheim andeutet, oder nicht vielmehr die obere kritische Temperatur mag vorläufig dahingestellt bleiben.

Es ist charakteristisch genug, dass ein derartiger Punkt gefunden wurde. Besonders bemerkenswert ist das Auseinandergehen der Kurven *a* und *b* in Fig. 1—4 zum Teil weit unterhalb der kritischen Temperatur. Die Kurven *a* entsprechen der infolge des Schüttelns gesättigten Lösung der Flüssigkeit mit Gasonen, während für *b* diese Sättigung nicht erreicht wurde. Dass Kurve *a* und *b* in Fig. 1 und 3 so verschieden verlaufen, hängt offenbar mit der Grösse der Füllung zusammen. Auch *a* und *b* in Fig. 1 werden nahezu zusammenfallen oder sich schneiden bei geeigneter Füllung.

In dem letzten Hefte der Zeitschr. Phys. Chem. S. 348, ist nun eine Arbeit von H. Ramsay und B. D. Steele erschienen, deren Ergebnisse gleichfalls in Übereinstimmung mit den hier ausgesprochenen Ansichten stehen.

D. Berthelot hat die Dampfdichten von Gasen wie Sauerstoff, Stickstoff und Wasserstoff für geringe Drucke bestimmt, und die Werte, welche $p = 0$ entsprachen, den Molekulargewichten gleichgesetzt. Es zeigte sich, dass unter dieser idealen Bedingung in der That das Gesetz von Avogadro strenge Gültigkeit hatte, ebenso angenähert das Gesetz von Boyle, insofern, wenn die Drucke p als Abszissen die Werte $\frac{pv}{T}$ als Ordinaten aufgetragen wurden, die Kurven den Abszissenachsen annähernd parallel waren.

Ramsay und Steele wandten nun dasselbe Verfahren an für Dämpfe von Äthyläther, Benzol etc., indem sie für Temperaturen von 100 bis 130^0 die Dampfdichten bis zu Drucken von 40 mm feststellten.

Die aufs peinlichste durchgeführten Bestimmungen führten zu dem überraschenden Ergebnis, dass selbst unter der idealen Bedingung $p = 0$ der Satz von Avogadro nicht genau galt, dass die Kurven der Abszissenachse keineswegs parallel waren, sondern dass die Werte $\frac{dpv}{dp}$ für einen bestimmten Dampf bei konstanter Temperatur zunahmen mit wachsendem Druck und abnahmen mit wachsender Temperatur.

Dieses verschiedene Verhalten von Gasen und Dämpfen bei kleinsten Drucken ist nach Ramsay und Steele erklärlich, wenn man für den flüssigen und gasförmigen Zustand eine verschiedene Materie annimmt und ferner annimmt, dass unterhalb einer bestimmten Temperatur den Gasen Flüssigkeitsteilchen beigemengt seien. Die Art der Verschiedenheit der Materie zu ergründen, gelingt den Verf. nicht. Verschiedene Hypothesen versagen.

Nach meiner Hypothese werden die Ergebnisse der Arbeit von Ramsay und Steele leicht verständlich. Die Temperatur, bei welcher die Kurve der $\frac{pv}{T}$ Werte der p-Achse parallel wird, ist die absolute Vergasungstemperatur. Bei den von Berthelot untersuchten Gasen ist diese Temperatur überschritten. Eine Druckerhöhung

1) Die Annahme, dass in Flüssigkeiten Gasonen löslich sind, scheint mir infolge der Beobachtungen von Gouy etc. geboten, ebenso notwendig erscheint mir die Annahme, dass in Gasen unterhalb des absoluten Vergasungspunktes die Gasonen oder ein Teil derselben noch nicht ihr Maximalvolumen erreicht haben; vielleicht ist aber ihr Volumen stets grösser als dasjenige der Fluidonen, sodass die Annahme einer Lösung von Fluidonen in der Gasphase entbehrlich erscheint.

2) E. Mathias, Journ. d. Phys. **2**, 172, 1903; vgl. auch daselbst S. 210.

bewirkt hier nur eine Verminderung des Kovolumens — gemäss dem verbesserten Gesetze von Boyle. Bei niedrigeren Temperaturen komprimiert der Druck nicht nur das Kovolumen, sondern es wird auch das Eigenvolumen vermindert entsprechend der Kompression der Gasonen. Die Frage, ob die Gasonen sich hierbei zum Teil in Fluidonen verwandeln oder ihr Volumen nur verkleinern, mag hierbei offen gelassen werden. Die Werte $\frac{dvp}{dp}$ müssen daher zunehmen mit wachsendem Drucke und abnehmender Temperatur. Es muss ferner der Wert $\frac{dvp}{dp}$ beim Vergleich verschiedener Stoffe im allgemeinen um so grösser sein, je grösser das Molekularvolumen und die Kompressibilität der Stoffe in flüssigem Zustande ist. Auch diese Forderung der Theorie bestätigt sich. Es sei darauf hingewiesen, dass Ramsay[1]) der erste war, welcher Versuche anstellte, die mit der Theorie von Andrews nicht im Einklang standen. Später[2]) hatte alsdann Ramsay seine Folgerungen zurückgezogen, und um so bemerkenswerter ist der abermalige Umschwung der Ansichten des berühmten englischen Gelehrten.

1) W. Ramsay, Proc. Roy. Soc. **30**, 323, 1880; **31**, 194, 1880/81.

2) W. Ramsay und S. Young, Phil. Mag. (5) **37**, 215, 1894.

Charlottenburg, Techn. Hochschule.

(Eingegangen 16. Juli 1903.)

Mehrfarbige Lösungen.

Von J. Precht.

Stellt man die Absorption einer farbigen Lösung als Funktion der Schichtdicke dar, zum Beispiel, indem man die durchgehende Lichtintensität als Ordinate, die Schichtdicke als Abszisse wählt, so erhält man Kurven, die sich für verschiedene Wellenlängen wegen der ungleichen Grösse des Absorptionskoeffizienten im allgemeinen an einer bestimmten Schichtdicke schneiden. Sehr häufig ist der Fall, dass farbige Lösungen zwei begrenzte Spektralbezirke durchlassen. Dann bezeichnet der Schnittpunkt diejenige Schichtdicke, von der aus bei wachsender Dicke wesentlich der eine, bei abnehmender wesentlich der andere Spektralbezirk vorherrscht. So ist es besonders von Chlorophylllösung eine bekannte Erscheinung, dass sie in dünner Schicht grün, in dicker rot aussieht.

Da für verschiedene Lichtquellen die relative Intensität von Licht verschiedener Wellenlänge nach den Untersuchungen von E. Koettgen[1]) sehr verschieden ist, so gelingt es bei farbigen Lösungen der angeführten Art sehr leicht, eine Konzentration und Schichtdicke zu finden, bei der die Lösung an der einen Lichtquelle betrachtet grün, bei der anderen dagegen rot aussieht.

Herr Pflüger[1]) lenkt die Aufmerksamkeit auf einen besonders hübschen Fall einer solchen zweifarbigen Lösung, eine Mischung von Cyanin und Nitrosodimethylanilin.

Ich möchte darauf hinweisen, dass es eine grosse Zahl zum Teil sehr leicht zugänglicher Körper von ähnlichen Eigenschaften giebt. Ausser Chlorophylllösung benutzte ich für Vorlesungszwecke eine Mischung von Methylviolett und Papageigrün. Bei Herrn Miethe sah ich zum gleichen Zweck eine Mischung von Methylenblau und Tartrazin. Brillantgrün mit Naphtolgelb in Kanadabalsam hat, wie auch Herr Pflüger angiebt, Wood benutzt. Wässerige Lösungen von Brillantgrün und Tartrazin zeigen bei geeigneten Mischungsverhältnissen dasselbe. Ausser diesen Mischungen giebt es auch einheitliche Farbstoffe gleicher Art, wie zum Beispiel Diamantgrün. Alle bisher genannten Körper stimmen darin überein, dass sie bei bestimmter Schichtdicke grün, bei grösserer rot durchsichtig sind. Bei allen lässt sich eine Schichtdicke finden, für welche dieselbe Lösung bei Tageslicht grün, bei Glühlicht oder ähnlich zusammengesetzten Lichtquellen rot aussieht. Der Übergang von Grün nach Rot kann, wenn die durchgelassenen Spektralbezirke annähernd komplementär sind, durch Weiss erfolgen, wie beim Chlorophyll. Es kommt aber auch grauschwarzer Übergang vor, wie beim Diamantgrün.

Ein alkoholischer Auszug von Blutbuchenblättern (fluoresziert bläulich) ist bei Glühlicht in dünnen Schichten gelb, in dicken tiefrot. Setzt man sehr wenig Brillantgrün hinzu, so ist die Lösung bei Tage grünblau, bei Glühlicht tiefrot. Rhodulinviolett mit wenig Diaminblau (0,15 Proz.) sieht bei Tage tiefblau, bei Glühlicht rotviolett aus. Eine blaustichige Sorte Methylviolett ist in passender Konzentration bei Tageslicht blau, bei Glühlicht rot. Schichtet man Wasser über eine 0,15 prozentige Lösung von Diaminblau, so hat die obere verdünnte Lösung bei Glühlicht eine rein blaue, die konzentrirte rein rote Färbung.

Interessant sind einige Fälle, in denen mehrere Schnittpunkte der Absorptionskurven zur Beobachtung gelangen. Die betreffende Lösung hat dann mehr als zwei Farben. So ist eine Mischung von Äthylrot mit wenig Brillantgrün bei Tageslicht mit wachsender Schichtdicke nacheinander violett, tiefblau und rot, bei Glühlicht violett, purpur, rot.

Am auffälligsten erhielt ich mehrfache Farben

1) E. Koettgen, Wied. Ann. **53**, 793, 1894.

1) A. Pflüger, diese Ztschr. **4**, 520, 1903.

mit einer wässerigen Lösung von Brillant-Säuregrün *6 B*. Bei einem Farbstoffgehalt von 0,125 bis 0,25 Prozent erscheint eine solche Lösung mit wachsender Schichtdicke bei Glühlicht nacheinander grün, blaugrün, blau, dunkelblau, violett, purpur, rot. Das Absorptionsspektrum zeigt in sehr dünnen Schichten nur einen Streifen im Rot, von 650 bis 720; die Durchsichtsfarbe der Lösung ist dann das komplementäre Grün. Mit steigender Konzentration verbreitert sich der Absorptionsstreifen einseitig über Orange und Gelb bis etwa 550; das Violett wird absorbiert von 412 nach kleineren Wellenlängen. In diesem Stadium ist die Durchsichtsfarbe blaugrün. Bei grösserer Schichtdicke wächst die Rotgelbabsorption nach Grün bis 500 und Blauviolett wird absorbiert von 470 ab. Die Grenze gegen das rote Ende bleibt dauernd zwischen 720 und 730. Durchsichtsfarbe tiefblau. Allmählich schreitet nun der Absorptionsstreifen im Grün fort bis 490, während die Absorption des Blau einen scharfen Grenzwert bei 475 erreicht. Alles durchgehende Licht besteht daher aus einem schmalen Streifen Blaugrün zu beiden Seiten von *F* und dem Rot jenseits 720 bis 730. Die Mischung ergiebt Purpur. Bei einer 0,25 prozentigen Lösung entspricht diese Farbe einer Schichtdicke von 30 mm. Endlich schreitet die Absorption von Grün gegen Blau über *F* hinaus so weit fort, dass gar kein grünblaues Licht mehr hindurchgeht. So lässt eine Lösung mit 0,125 Prozent Farbstoff in einer Schichtdicke von 115 mm nur noch rotes Licht von grösserer Wellenlänge als 730 hindurch.

Mehrfarbige Lösungen geben anregende Beispiele zur Veranschaulichung der Farbenmischung nach dem Farbendreieck.

Hannover, Physik. Institut d. Techn. Hochschule. 19. Juli 1903.

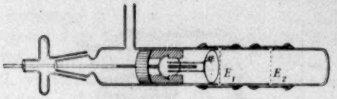
(Eingegangen 20. Juli 1903.)

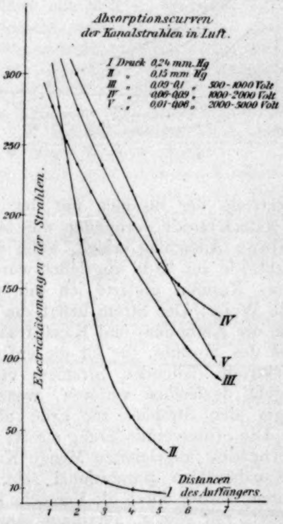
Bestimmung des Verhältnisses der von den Kathoden- und Kanalstrahlen transportierten Elektrizitätsmengen zur erzeugenden Stromstärke.

(Auszug.)

Von F. Leininger.

Bei den bisherigen Untersuchungen über Kathoden- und Kanalstrahlen wurde eigentlich wenig in Betracht gezogen, in welchem Verhältnisse die Elektrizitätsmenge dieser Strahlen zum erzeugenden Strom steht und woher diese Elektrizitätsmenge der Strahlen stammt. Angeregt durch eine in diesem Sinne von der Würzburger philosophischen Fakultät gestellten Preisfrage habe ich mich eingehender mit diesen Fragen befasst.

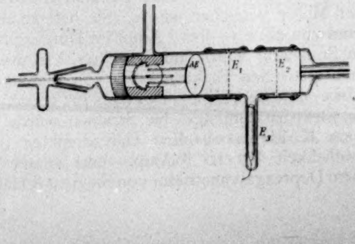


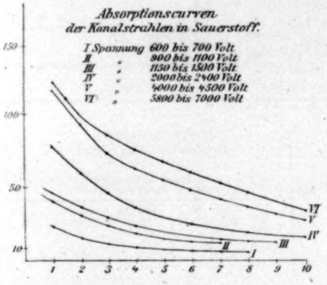


Zunächst wurde das Verhältnis der Elektrizitätsmenge der Kathoden- und Kanalstrahlen zum erzeugenden Strom durch direkte möglichst gleichzeitige Messungen dieser beiden Grössen bei verschiedenen Drucken bestimmt. Bei der Frage der Anordnung war ich zuerst im Zweifel, ob der Strom vor und hinter der Entladungsröhre der gleiche sei, d. h. ob der Strom durch Absonderung der Strahlen einen Verlust erleidet oder nicht. Um mir hierüber Aufklärung zu verschaffen, schickte ich den Strom in Differentialschaltung durch die Spulen eines Wiedemannschen Spiegelgalvanometers. War der Strom vor und hinter der Röhre derselbe, so durfte ich keinen Ausschlag bekommen.

Die Versuche ergaben, dass ich

1. keinen Ausschlag erhielt, wenn die Auf-





fangselektrode der Strahlen mit der benachbarten Netzelektrode verbunden war und

2. einen Ausschlag erhielt, wenn die Auffangselektrode zur Erde abgeleitet wurde.

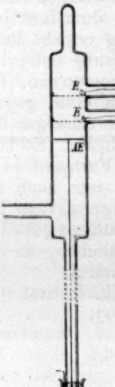
Dieses Resultat erklärte ich mir nun auf folgende Weise: Der Strom liefert die Elektrizität für die Kathoden- und Kanalstrahlen und der Teil des Stromes, der für die auf die Auffangselektrode fallenden Strahlen verwendet wird, geht demselben verloren, wenn dieser Auffänger der Strahlen zur Erde abgeleitet wurde. Die Stromverminderung musste also der entsprechenden abgeleiteten Menge Kathoden- oder Kanalstrahlen proportional sein. Diese Überlegung wurde durch die Versuche bestätigt und lieferte mir eine 2., allerdings sehr difficile Methode zur Bestimmung des Verhältnisses der Strahlen zum Strome.

Die Entladungsgefässe hatten im Prinzip folgende Einrichtung. Die Elektroden für den Strom bestanden aus je einem gut federnden Messingring, der sich an die Glaswand der Röhre fest anlegte und auf den ein Netz aufgelötet war. Die Zuleitungen waren eingeschmolzen. Für die Netzelektroden wurden zwei Arten von Netzen verwendet, ein dünnmaschiges, dessen Drähte 64,7 Proz. der gesamten Fläche verdeckten und ein weitmaschigeres, dessen Drähte 48,4 Proz. der Fläche verdeckten. Die Auffangselektrode bestand aus einer knapp in die Röhre passenden Aluminiumscheibe, deren Abstand durch eine Schraube und Schliffe oder durch ein Barometerrohr hindurch variiert werden konnte. Als Stromerzeuger wurde eine Whimshurstsche Influenzmaschine benutzt, die durch einen Motor betrieben wurde. Sie lieferte einen Strom von ca. $2,14 \cdot 10^{-5}$ Amp. im Durchschnitt. Die Spannung wurde mittels eines Thomsonschen statischen Elektrometers von Siemens & Halske gemessen. (Spannungen bis zu 15000 Volt.) Die Elektrizitätsmenge der Strahlen wurde mit einem Kohlrauschschen Galvanometer (Empfindlichkeit $8,7 \cdot 10^{-9}$ Amp.) und später mit einem Deprezgalvanometer von Siemens & Halske Berlin (Empfindlichkeit $5,1 \cdot 10^{-10}$ Amp.) gemessen. Diejenige des Stromes wurde mit einem Wiedemannschen Spiegelgalvanometer (Empfindlichkeit $3,2 \cdot 10^{-7}$ Amp.) und später mit einem Deprezgalvanometer von Hartmann und Braun in Frankfurt a. M. gemessen. Die Galvanometer waren so aufgestellt, dass man die Ablesungen möglichst gleichzeitig machen konnte.

Die II. Methode, das Verhältnis der Strahlen zum Strome zu bestimmen, war folgende: der Strom wurde durch die vordere Spule des Galvanometers (dessen Spulen übrigens in Bezug auf Widerstand gleich gemacht waren), durch die Röhre und dann durch die hintere Spule geschickt. Den hierbei erhaltenen Ausschlag α durfte ich der Differenz des Stromes in vorderer und hinterer Spule gleichsetzen. Ich erhalte so die Gleichung:

$$\alpha = C \cdot (\mathcal{J} - \mathcal{J}').$$

wobei $\mathcal{J}$ den Hauptstrom und $\mathcal{J}'$ den durch den Verlust der Strahlen geschwächten Hauptstrom bedeutet. Schalte ich nun die hintere



Spule ganz aus, so erhalte ich einen Ausschlag α, der proportional dem Hauptstrom ist, und damit als II. Gleichung:

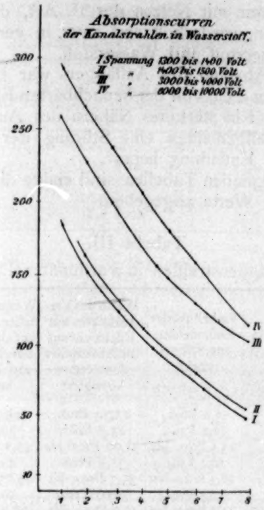
$$\mathfrak{C} = C \cdot \mathcal{J}.$$

Durch Division

$$\frac{\alpha}{\alpha'} = \frac{\mathcal{J} - \mathcal{J}'}{\mathcal{J}}$$

erhalte ich direkt das Verhältnis der Kathoden- oder Kanalstrahlen zur erzeugenden Stromstärke.

In folgender Tabelle seien einige Resultate angeführt, wie sie auf die I. Methode durch direkte Messung der Elektrizität der Strahlen und des Stromes und wie sie durch die II. Methode erhalten werden, nebeneinander angeführt.



Diese Resultate sind noch insofern einer Korrektion bedürftig, als nur ein Teil der Strahlen beobachtet und gemessen werde, nämlich nur der vom Netz hindurch gelassene Teil. Es wurde angenommen, dass die Absorption des Netzes direkt proportional der Enge der Netzmaschen ist. Dann würde Netz I. Art nur 35,3 Proz. durchlassen, Netz II. Art 51,6 Proz. durchlassen.

Ferner wäre auch die Reflexion der Strahlen am Auffänger (Aluminiumscheibe) zu berücksichtigen. Die Reflexion der Kathodenstrahlen beträgt nach H. Starke (Wied. Ann. **3**, 93, 1900) bei senkrechter Incidenz 28 Proz. In den folgenden Tabellen sind die erhaltenen Werte mit und ohne Korrektionen angeführt, wobei nur Röhren mit Netz I. Art benutzt werden.

Vergleicht man die Resultate der beiden Methoden, so findet man eine recht gute Übereinstimmung. Dies dürfte wohl ein richtiger Grund sein für die Wahrscheinlichkeit der Hypothese, dass die Kathoden- und Kanalstrahlen ihre Elektrizität vom Strome erhalten, d. h. dass dieser hierdurch einen Verlust erleidet.

Einen nicht unwesentlichen Einfluss auf die Resultate übt die Absorption der Strahlen im Gasraum aus. Leider konnte kein bestimmtes Gesetz aufgestellt werden; jedoch konnte ich durch Kurven den Verlauf der Absorption darstellen. Die betreffenden Versuche wurden in verdünnter Luft, reinem Wasserstoff und Sauerstoff ausgeführt. Zur Entwickelung der reinen Gase wurde die von Herrn Professor W. Wien angewandte Vorrichtung (Ann. d. Phys. **5**, 423, 1901; **8**, 256, 1902) getroffen. Die Versuche wurden damit ausgeführt, dass die Auffangselektrode *AE* in verschiedene Entfernungen von der benachbarten Netzelektrode gebracht und bei möglichst gleichen Drucken die Werte für die Strahlen beobachtet wurden. Um die Kurven zu erhalten, wurden die Werte für die Elektrizitätsmenge der Strahlen

Tabelle I.

Kathodenstrahlen.

Druck	Spannung Volt	Verhältn. $\frac{\text{Kathodenstr.}}{\text{Strom}}$ I. Methode	Verhältnis $\frac{\text{Strahlen}}{\text{Strom}}$ II. Methode	Verhältn. $\frac{\text{K.}}{\text{Str.}}$ korrigiert I. Methode	Verhältn. $\frac{\text{K.}}{\text{Str.}}$ korrigiert II. Methode
0,065 mm	1400	9,51 Proz. bis 9,64 Proz.	9,63 Proz.	36,9 Proz. b. 37,4 Proz.	37,4 Proz.
0,06 "	2000	12 Proz. bis 12,48 Proz.	11,92 Proz. b. 12,62 Proz.	46,6 Proz. b. 48,5 Proz.	46,3 Proz. b. 49 Proz.
0,05 "	2200	12,75 Proz. b. 12,85 Proz.	12,75 Proz. b. 12,92 Proz.	49,5 Proz. b. 49,9 Proz.	49,5 Proz. b. 50,2 Proz.
0,03 "	3000–3400	13,42 Proz. b. 14,58 Proz.	13,92 Proz. b. 14,47 Proz.	52,9 Proz. b. 56,6 Proz.	54,1 Proz. b. 55 Proz.
0,02 "	5000	14,45 Proz.	15,6 Proz.	60 Proz.	58,5 Proz. b. 61 Proz.
0,01 "	6000	16 Proz. bis 16,31 Proz.	16,36 Proz. b. 16,66 Proz.	62,2 Proz. b. 63,4 Proz.	62 Proz. b. 64,7 Proz.

Tabelle II.

Kanalstrahlen.

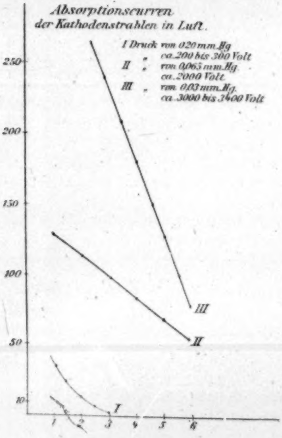
Die Reflexion dieser Strahlen konnte bei der Korrektion nicht berücksichtigt werden, da hierüber leider keine Beobachtungen existieren.

Druck	Spannung in Volt	Verhältn. $\frac{\text{Kanalstrahlen}}{\text{Strom}}$ I. Methode	Verhältnis $\frac{\text{Strahlen}}{\text{Strom}}$ II. Methode	Verhältn. $\frac{\text{K.}}{\text{Str.}}$ korrigiert I. Methode	Verhältn. $\frac{\text{K.}}{\text{Str.}}$ korrigiert II. Methode
0,06 mm	1800–2000	7,36 Proz. bis 8,3 Proz.	7,34 Proz. b. 8,25 Proz.	20,8 Proz. b. 23,4 Proz.	19,8 Proz. b. 23,1 Proz.
0,04 "	2600	8,45 Proz. bis 8,8 Proz.	8,57 Proz. bis 9,9 Proz.	23,6 Proz. b. 24,7 Proz.	24 Proz. bis 27,7 Proz.
0,03 "	3000	9,45 Proz. b. 10,1 Proz.	9,45 Proz. b. 9,98 Proz.	25,7 Proz. b. 28,2 Proz.	26,4 Proz. b. 27,9 Proz.
	3200–3400	10,06 Proz. b. 10,8 Proz.	10,2 Proz. b. 10,4 Proz.	28,1 Proz. b. 30,2 Proz.	28,5 Proz. b. 29,5 Proz.
0,02 "	5200	12,28 Proz. b. 12,56 Proz.	12,27 Proz. b. 12,72 Proz.	34,3 Proz. b. 35,1 Proz.	34,3 Proz. b. 35,6 Proz.

als Ordinaten eingetragen, während die Entfernungen der Auffangselektrode als Abszissen dargestellt wurden.

Aus den Kurven ist zunächst ersichtlich, dass die Kanalstrahlen bedeutend stärker absorbiert werden als die Kathodenstrahlen, zumal man berücksichtigen muss, dass die Kathodenstrahlen eigentlich einen grösseren Weg zu durchlaufen haben, da, wie man heute annimmt (Goldstein, Wied. Ann. **64**, 1898) die Kanalstrahlen in der I. Schicht des Kathodenlichtes entstehen, während die Kathodenstrahlen den ganzen Raum zwischen Kathode und Anode zu durchfliegen haben. Bei niederen Drucken nimmt bei beiden Strahlenarten die Absorption ab, jedoch geschieht diese Abnahme bei den Kathodenstrahlen rascher als bei den Kanalstrahlen. Dieser sehr verschiedenen Absorbierbarkeit der Strahlen ist vielleicht auch der Unterschied in den erhaltenen Werten zuzuschreiben. Zumal bei niederen Drucken, wo die Absorption der Kanalstrahlen nicht mehr so in Betracht kommt, nähern sich die Werte für Kanalstrahlen denen der Kathodenstrahlen. Dagegen überwiegen bei höheren Drucken, wo die Absorption der Kathodenstrahlen noch grösser ist, die Werte der Kanalstrahlen über denen der Kathodenstrahlen, da dann der grössere Weg der letzteren mehr von Einfluss ist. Die Absorption der Strahlen in Sauerstoff ist grösser als die in Wasserstoff; doch nimmt auch in Sauerstoff bei niederen Drucken die Absorption stark ab. Sehr gut ersichtlich ist die grosse Regelmässigkeit der Absorptionskurven in reinen Gasen gegenüber denen in verdünnter Luft, deren Zusammensetzung eben ungleichmässig ist.

Um den Einfluss des Netzes zu konstatieren, wurden die Werte des Verhältnisses der Strahlen



zum Strome mit Netzen der II. Art, der weitmaschigen, wiederholt und zwar in verdünnter Luft, Sauerstoff und Wasserstoff.

Der Abstand des Auffängers war bei allen Versuchen 4 cm von der benachbarten Elektrode entfernt. Ein stärkeres Nähern des Auffängers rief im allgemeinen eine Störung der gleichmässigen Entladung hervor.

In folgenden Tabellen sind einige dieser gefundenen Werte angegeben.

Tabelle III.

Kathodenstrahlen in verdünnter Luft.

Spannung in Volt	Verhältnis der Kathodenstr. zur Stromstärke	Werte des Verhältnisses mit Rücksicht auf die Absorption des Netzes korrigiert	Werte des Verhältn. m. Rücks. auf die Absorpt. des Netzes und auf Reflexion korrigiert
ca. 500	5,8 Proz.	11,34 Proz.	15,76 Proz.
1000	12,2 Proz.	23,5 Proz.	32,7 Proz.
1600	15,5 Proz. bis 16,1 Proz.	31,06 Proz. bis 31,8 Proz.	43,1 Proz. bis 44,2 Proz.
2000	18,3 Proz. bis 18,7 Proz.	35,3 Proz. bis 36,07 Proz.	49,05 Proz. bis 50,1 Proz.
3000—3400	21,2 Proz. bis 21,6 Proz.	40,9 Proz. bis 41,7 Proz.	56,8 Proz. bis 57,9 Proz.
4000	22,1 Proz. bis 23 Proz.	42,6 Proz. bis 44,4 Proz.	59,2 Proz. bis 61,6 Proz.
5000	23,4 Proz. bis 24 Proz.	45,1 Proz. bis 46,3 Proz.	62,7 Proz. bis 64,4 Proz.
6000	29,0 Proz. bis 29,6 Proz.	56 Proz. bis 57,1 Proz.	77,8 Proz. bis 79,3 Proz.

Tabelle IV.

Kanalstrahlen in verdünnter Luft.

Spannung in Volt	Verhältnis der Kanalstrahlen zur Stromstärke	Werte des Verhältnisses mit Rücksicht auf die Absorption des Netzes korrigiert
ca. 600	9,7 Proz. b. 10,2 Proz.	14,9 Proz. b. 19,7 Proz.
1200	22 Proz. b. 22,8 Proz.	42,4 Proz. b. 44 Proz.
1600	23,2 Proz. b. 24,4 Proz.	44,8 Proz. b. 47 Proz.
2000	24,6 Proz. b. 25,8 Proz.	47,5 Proz. b. 40,8 Proz.
3000	27 Proz. b. 29,5 Proz.	52,1 Proz. b. 56,9 Proz.
4000	28,7 Proz. b. 29,9 Proz.	55,4 Proz. b. 57,7 Proz.
5000	30,7 Proz. b. 31,8 Proz.	59,2 Proz. b. 61,4 Proz.
6000	31,4 Proz. b. 32,6 Proz.	60,6 Proz. b. 62,9 Proz.

Tabelle V.

Kathodenstrahlen in Sauerstoff.

Spannung in Volt	Verhältnis der Kathodenstr. zur Stromstärke	Werte des Verhältnisses mit Rücksicht auf die Absorption des Netzes korrigiert	Werte des Verhältn. m. Rücks. auf die Absorpt. des Netzes und auf Reflexion korrigiert
600	3,8 Proz.	7,18 Proz.	10,2 Proz.
1000	6,7 Proz.	12,9 Proz.	17,9 Proz.
1500	11,4 Proz.	22 Proz.	30,55 Proz.
2000	17,5 Proz.	33,7 Proz.	46,9 Proz.
3000	26,7 Proz.	51,5 Proz.	71,5 Proz.
4000	29,4 Proz.	56,7 Proz.	78,8 Proz.
5000	31 Proz.	59,8 Proz.	83,1 Proz.
6200	32 Proz.	61,7 Proz.	85,7 Proz.

Tabelle VI.

Kanalstrahlen in Sauerstoff.

Spannung in Volt	Verhältnis der Kanalstrahlen zur Stromstärke	Werte des Verhältnisses mit Rücksicht auf die Absorption des Netzes korrigiert
600	8,12 Proz.	15,6 Proz.
1000	11,2 Proz.	21,6 Proz.
1500	15,2 Proz.	29,3 Proz.
2000	18,4 Proz.	35,5 Proz.
3000	19,8 Proz.	38,2 Proz.
4000	27 Proz.	52,1 Proz.
5000–5100	28,6 Proz. b. 28,7 Proz.	55,2 Proz. b. 55,4 Proz.
6000	30,1 Proz.	58,1 Proz.

Tabelle VII.

Kathodenstrahlen in Wasserstoff.

Spannung in Volt	Verhältnis der Kathodenstr. zur Stromstärke	Werte des Verhältnisses mit Rücksicht auf die Absorption des Netzes korrigiert	Werte des Verhältn. m. Rücks. auf die Absorpt. des Netzes und auf Reflexion korrigiert
600	4,5 Proz.	8,7 Proz.	12 Proz.
1000	7,5 Proz.	14,5 Proz.	20,1 Proz.
1500	12,1 Proz.	23,3 Proz.	32,4 Proz.
2000	18,2 Proz. bis 18,8 Proz.	35,1 Proz. bis 36,3 Proz.	48,8 Proz. bis 50,4 Proz.
3000	28,9 Proz.	55,8 Proz.	77,4 Proz.
4000–4100	37 Proz.	71,4 Proz.	99,2 Proz.
5000	39,8 Proz.	76,8 Proz.	**106,6** Proz.
6000	40,5 Proz.	78,2 Proz.	**108,5** Proz.

Tabelle VIII.

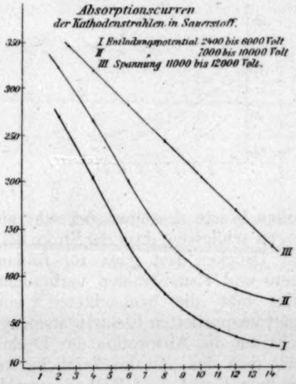
Kanalstrahlen in Wasserstoff.

Spannung in Volt	Verhältnis der Kanalstrahlen zur Stromstärke	Werte des Verhältnisses mit Rücksicht auf die Absorption des Netzes korrigiert
500	12,7 Proz. b. 13,9 Proz.	24,51 Proz. b. 25,26 Proz.
1000	16,8 Proz.	32,4 Proz.
1600	20,6 Proz.	39,7 Proz.
2000	23,7 Proz.	45,7 Proz.
3000	26,8 Proz.	51,7 Proz.
4000	30,3 Proz.	58,4 Proz.
5400	33,1 Proz.	63,8 Proz.
6000	34,3 Proz.	66,2 Proz.

Von 7000—8000 Volt Spannungen an wurde die Entladung unregelmässig, disruptiv, die Influenzmaschine war offenbar nicht mehr imstande, eine gleichmässige Entladung zu liefern.

Vergleichen wir die erhaltenen Werte, so finden wir vor allem eine ziemlich auffallende Absorption der Strahlen, besonders der Kanalstrahlen in Sauerstoff, was sich besonders bei letzteren aus der Konstitution der Teilchen sehr gut erklären lässt. Ferner ist auffallend, dass bei höheren Drucken der Prozentsatz der Kanalstrahlen ein viel grösserer ist, als bei den Kathodenstrahlen, da die letzteren einen grösseren Weg zu durchlaufen haben, und daher bei höheren Drucken ihre Absorption mehr in Betracht kommt.

Betrachtet man ganz allgemein die gefundenen Tabellen, so sind auffallend die unwahrscheinlich grossen Werte des Prozentsatzes der Strahlen, wenn die Korrektionen berücksichtigt sind. Wenn ich auf meine ursprüngliche Annahme zurückgehe, wonach die Kathoden- oder Kanalstrahlen ein Teil des Stromes sind, so durften sie den Wert von 50 Proz. nicht überschreiten. Erklären konnte ich mir diese Resultate nur dadurch, dass die Korrektionskoeffizienten nicht in dem gleichen Masse in Betracht kommen, wie ich es angenommen habe. Es ist doch denkbar, dass der Reflexionskoeffizient der Kathodenstrahlen sich mit der Geschwindigkeit derselben ändert und dass demnach bei meinen

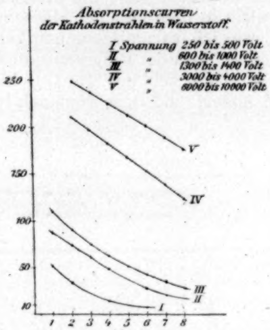


Verhältnissen andere Werte gelten mussten. Aus diesem Grunde sind die Werte, korrigiert mit Rücksicht auf Absorption, und die Werte, korrigiert mit Rücksicht auf Absorption und Reflexion der Strahlen, gesondert angegeben. Auch können wir wenig darüber sagen, was mit den reflektierten Strahlen geschieht. Es ist auch möglich, dass von den reflektierten Teilchen eine grössere Menge wieder durch Leitung auf die Auffangselektrode gelangt.

Jedenfalls glaube ich, aus meinen Versuchen schliessen zu dürfen, dass es nicht möglich ist, dass ein derartig hoher Prozentsatz der Strahlen reflektiert wird. Was die Absorption des Netzes betrifft, so glaube ich meinen Beobachtungen entnehmen zu können, dass die Absorption nicht direk proportional der Enge der Maschen des Netzes ist, sondern in einem anderen Verhältnis steht. Es wären in dieser Richtung noch Versuche anzustellen. Es ist ja auch nicht

ausgeschlossen, dass bei niederen Drucken noch sekundäre Erscheinungen auftreten, welche die obigen grossen Werte der Strahlen bedingen.

Die Bestimmung des Verhältnisses der Kathoden- und Kanalstrahlen zur erzeugenden Stromstärke hat vor allem ergeben, dass die Elektrizitätsmenge der Strahlen direkt ein Teil des erzeugenden Stromes ist. Dieser Prozentsatz des Stromes nimmt mit fortschreitender Evakuation stark zu und es ist bei Berücksichtigung aller in Betracht kommenden Korrektionen aus



dem hohen Werte desselben bei sehr niederen Drucken zu schliessen, dass der Strom bei diesen niederen Drucken fast ganz zur Bildung von Kathoden- und Kanalstrahlen verbraucht wird. Korrigiert man die beobachteten, von den Strahlen transportierten Elektrizitätsmengen mit Rücksicht auf die Absorption des Drahtnetzes, so erhält man das unwahrscheinliche Resultat, dass die von Kanal- und Kathodenstrahlen zusammen fortgeführten Elektrizitätsmengen grösser sind, als die Stromstärke des erzeugenden Stromes. Es scheint daher das Netz weniger zu absorbieren als der von den Maschen eingenommenen Fläche entspricht.

Sonst kann man konstatieren: dem äusseren Anscheine nach sind die Werte für Kathoden- und Kanalstrahlen zwar etwas verschieden; doch lässt sich mit ziemlicher Wahrscheinlichkeit behaupten, dass bei voller Berücksichtigung der Absorption etc. diese Werte einander gleich sind, dass also das Auftreten der Kathoden- und Kanalstrahlen nichts anderes ist als eine Spaltung in positive und negative Ionen, die in entgegengesetzter Richtung von den Elektroden wegfliegen und ihre Ladungen dem Strome entnehmen. Die verschiedene Absorbierbarkeit hängt jedenfalls mit der verschiedenen Geschwindigkeit und Grösse der Partikelchen zusammen, welche die Kathoden- und Kanalstrahlen bilden.

(Eingegangen 2. Juli 1903.)

Glimmentladung bei Atmosphärendruck.

Von W. Kaufmann.

Die kürzlich in dieser Zeitschrift veröffentlichte Mitteilung von Herrn J. Stark[1]) „Zur Charakteristik des Glimmstromes bei atmosphärischem Druck" veranlasst mich, einige ältere Beobachtungen hier mitzuteilen, die ich bereits im Jahre 1901 ausgeführt und auch in meiner Vorlesung im W. S. 01/02 mitgeteilt habe. Ich unterliess die Publikation damals, weil ich bereits nach Abbau der Versuchsanordnung und Inangriffnahme anderer Arbeiten einen Umstand bemerkte, der die Elektrometereichung möglicher-, wenn auch sehr unwahrscheinlicherweise verfälscht haben konnte. Nachdem jedoch neuere Versuche, die Herr stud. Stuchtey auf meine Veranlassung seit einiger Zeit im hiesigen Institut ausführt, volle Übereinstimmung mit meinen früheren Zahlen ergeben haben, sehe ich mich veranlasst, die damals versäumte Publikation jetzt nachzuholen, nicht etwa, um dadurch eine Priorität gegen Herrn Stark abzuleiten, die natürlich diesem zukommt, sondern weil meine Resultate in nicht unwesentlichen Punkten von den seinen abweichen. Ausserdem erstrecken sich meine Beobachtungen weiter nach kleinen Stromstärken hin, sodass es möglich war, für den Zusammenhang zwischen dem Gefälle in der positiven Lichtsäule und der Stromstärke eine einfache empirische Relation abzuleiten.

Versuchsanordnung: Als Kathode diente der guten Abkühlung wegen stets ein Kupferdraht von etwa 3 mm Durchmesser, als Anode ein solcher von etwa 1,5 mm Durchmesser. Die Anode war vorne halbkugelförmig abgerundet, die Kathode eben. Durch diese Anordnung war erreicht, dass der Strom stets durchaus ruhig in der kürzesten Verbindungslinie der Elektroden überging, was bei der von Herrn Stark gewählten Anordnung nicht immer der Fall ist. Zur Spannungsmessung diente ein Quadrantenelektrometer in Doppelschaltung, dessen Ausschläge mit der Spannung durch die Gleichung:

$$E = 73{,}7 \cdot \sqrt{n}$$

zusammenhingen. Für 300 Volt gab das Elektrometer also etwa 17 Skalenteile, und einem halben Skalenteil entsprachen etwa 5 Volt. Herr Stark giebt zwar nicht an, welcher Art das von ihm gebrauchte Elektrometer war, doch glaube ich aus den auf 5 Volt abgerundeten Zahlenangaben schliessen zu müssen, dass es ein Braunsches Elektrometer war; ein Teil der Abweichungen zwischen seinen Resultaten und meinen, resp. denen von Herrn Stuchtey (s. w. u.) dürfte dann wohl von der ungenügenden

1) Diese Ztschr. 4, 535, 1903.

Empfindlichkeit des Braunschen Elektrometers für die niedrigsten gemessenen Spannungen herrühren. Die Zuleitung zum Elektrometer geschah durch einen hohen Flüssigkeitswiderstand hindurch; ohne diese Vorsichtsmassregel springt bei den schwächsten Strömen wegen der hohen Kapazität des Elektrometers die Entladung leicht in einen Funkenstrom über.[1]) Zur Strommessung diente ein Spulenampèremeter, das 0,2 M.-A. abzulesen, 0,05 zu schätzen gestattete. Die Elektroden waren auf einem Schlitten mit Mikrometerschraube montiert; die Schraube besass 0,5 mm Ganghöhe, ein Nonius am Schlitten gestattete $^1/_{20}$ mm abzulesen, $^1/_{40}$ mm zu schätzen. Zur Regulierung des Stromes dienten die bekannten Hittorfschen Jodkadmiumwiderstände.

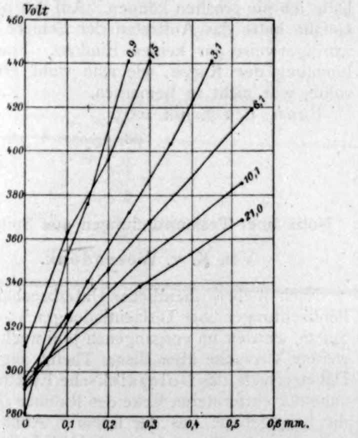


Fig. 1.

Die Messungen wurden stets so ausgeführt, dass die Elektroden zuerst zur metallischen Berührung gebracht wurden, was man daran erkennt, dass trotz Stromdurchgangs das Elektrometer auf Null bleibt. Dann wurde vorsichtig auseinandergeschraubt, bis ein plötzliches Springen der Elektrometernadel die Trennung anzeigte. Das auf diese Weise gemessene „Elektrodengefälle" schwankte bei im ganzen 10 Messungsreihen von 0,9 bis 41 M.-A. Stromstärke innerhalb der Grenzen

281 bis 311, im Mittel 298 Volt.[2])

Herr Stark extrapoliert dagegen aus seinen nur bis zu einer kürzesten Entfernung von 0,15 mm durchgeführten Messungen ein Elektrodengefälle von 350 Volt. Da jedoch seine Messungen an Platinelektroden ausgeführt sind, und bekanntermassen das Elektrodengefälle vom Elektrodenmetall abhängt, so veranlasste ich Herrn Stuchtey, einige Messungen mit Platinelektroden sowohl der von Herrn Stark benutzten Form, als auch in Form einer Kathodenplatte und Anodenspitze auszuführen. Das Resultat war ein Elektrodengefälle von

290 bis 305, im Mittel etwa 300 Volt.

(Bei einer Stromstärke von 9 M.-A. entsprechend der schwächsten von Herrn Stark angewandten Stromstärke.)

Ich kann nur die Vermutung aussprechen, dass die Unempfindlichkeit des wahrscheinlich benutzten Braunschen Elektrometers die Veranlassung dieser Differenz ist. Ein Vergleich mit der Warburgschen[1]) Zahl: Kathodengefälle = 340 Volt, wie ihn Herr Stark ausführt, scheint mir deshalb nicht viel für die Genauigkeit seiner Messungen zu besagen, weil diese

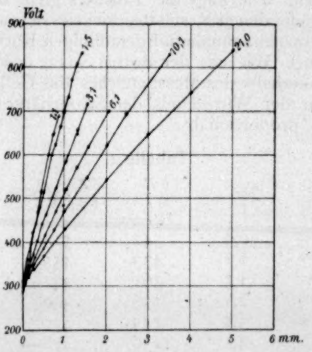


Fig. 2.

Zahl sich auf trocknen und annähernd reinen Stickstoff bezieht, und auch für diesen nur eine untere Grenze bedeutet. Für schwach feuchten Stickstoff findet Herr Warburg 260 Volt und für trocknen 340 bis 410 Volt. Man kann also, wenn man in freier Luft misst, nicht viel mehr, als eine Übereinstimmung in der Grössenordnung mit diesen Zahlen verlangen.

Was nun den weiteren Verlauf meiner Kurven für den Zusammenhang zwischen Spannung und Abstand der Elektroden bei konstant gehaltener Stromstärke betrifft, so ergiebt sich auch dieser in seinem ersten Teil etwas anders, als Herr Stark ihn darstellt. In Fig. 1 sind einige der Kurven in ihrem Beginne in besonders grossem Massstab dargestellt (die beigefügten Zahlen bedeuten den Strom in M.-A.); der von Herrn Stark gefundene anfängliche flache Verlauf, bis zu 0,3 mm Abstand reichend,

1) s. a. W. Kaufmann, Ann. d. Phys. (4) **2**, 176, 1900.

2) Abschrecken der glühendgemachten Elektroden in Alkohol, wodurch eine metallisch reine Oberfläche erzielt wird, ändert nichts an diesen Zahlen.

1) E. Warburg, Wied. Ann. **40**, 1 1890.

findet sich in meinen Kurven nicht wieder. Im Gegenteil, die Kurven sind, wie sich aus Fig. 2 ersehen lässt, wo einige Kurven in ihrem ganzen Verlauf wiedergegeben sind, von Anfang an ein wenig nach oben konvex. Innerhalb des allerersten Stückes von weniger als $^1/_{20}$ mm scheint sogar nach den noch nicht abgeschlossenen Messungen von Herrn Stuchtey ein besonders steiler Anstieg zu liegen. Herr Stark giebt leider nicht an, wie er den Nullabstand bestimmt hat; doch scheint mir eine Möglichkeit für den von ihm gefundenen, anfänglich flachen Verlauf darin zu liegen, dass wenn die gebogenen Elektroden nicht genau in einer Ebene liegen, die Entfernungsänderung bei kleinen Abständen kleiner ist als die Bewegung der Mikrometerschraube.

Die Spannungszunahme pro mm Entfernungsänderung kann gleich dem Spannungsgefälle pro mm Länge der positiven Lichtsäule gesetzt werden. Die folgende Tabelle I giebt die von mir gefundenen Resultate, wie sie sich aus den gemessenen, annähernd geradlinigen Kurven ergeben[1]). Wie aus der dritten Spalte ersichtlich, ist innerhalb des Messbereiches das Gefälle ungefähr der Wurzel aus der Stromstärke umgekehrt proportional.

Tabelle I.

J m. a.	$\frac{\partial E}{\partial l}$ (Volt/mm)	$\frac{\partial E}{\partial l} \cdot \sqrt{J}$
0,9	542	514
1,1	433	455
1,5	361	442
2,1	338	490
3,1	255	450
4,1	236	478
6,1	202	499
10,1	158	502
21,0	117	537

Herrn Starks Zahlen lassen sich diesem Gesetz nicht einordnen; sie erscheinen zu klein; da jedoch eine Wiederholung mit seiner Anordnung (halbkreisförmig gebogene Platindrähte als Elektroden) für 9 M.-A. ein Gefälle von 128 bis 131 Volt/mm ergab, in guter Übereinstimmung mit den von ihm für 9,6 M.-A. gefundenen Werte von 127 Volt/mm, so vermute ich, dass der Unterschied daran liegt, dass bei meinen Messungen mit Kupfer infolge der guten Wärmeleitung die Elektroden kalt blieben, während die Platinelektroden sich auf Hellrotglut erhitzten. Dann muss aber durch die erhöhte Wärmeausstrahlung der Elektroden auch die Gasstrecke stärker erwärmt und somit verdünnt werden. Durch die Verdünnung des Gases wird aber das Gefälle verkleinert. Leider ist es ganz unmöglich, aus den Angaben Herrn Starks über die wirkliche Elektrodentemperatur in den einzelnen Fällen irgend einen bestimmten Schluss zu ziehen, da die angegebenen Zahlen nur Mitteltemperaturen darstellen sollen. Mit einer Mitteltemperatur aber ist, wenn die Extremwerte von Zimmertemperatur bis zur Hellrotglut reichen, wenig oder gar nichts anzufangen.

Von Interesse scheint mir noch die Beobachtung, dass innerhalb eines Stromintervalles von etwa 2,5 bis 3,5 M.-A. sich eine deutliche dunkle Schicht im positiven Lichte zeigte, deren Abstand von der Kathode bei Änderung des Elektrodenabstandes konstant blieb, ein Verhalten, das ganz demjenigen der Schichten in Geisslerröhren entspricht; mehr als eine Schicht habe ich nie erhalten können. Auf das positive Gefälle hatte das Auftreten der Schicht merkwürdigerweise gar keinen Einfluss. Eine Einbuchtung der Kurve, wie man wohl erwarten sollte, war nicht zu bemerken.

Bonn, den 7. Juli 1903.

(Eingegangen 8. Juli 1903.)

1) Es ist bloss das Intervall von etwa 0,1 bis 0,3 mm benutzt, d. h. die Anfangssteigung. Nimmt man grössere Strecken, so erhält man wegen der Räumung keinerlei Werte.

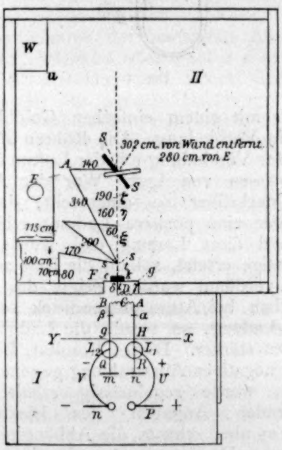
Notiz über Teslaentladungen aus Spitzen.

Von K. v. Wesendonk.

Nach mehrwöchentlicher Unterbrechung der Beobachtungen über Teslaentladungen[1]) aus einer Spitze, wurden im vergangenen Juni noch einige weitere Versuche über dieses Thema angestellt. Dabei erhielt das Dolezaleksche Elektrometer nahe der entfernteren Ecke des Raumes II (siehe die beigegebene, aus der früheren Abhandlung reproduzierte Figur) etwa bei *W*-Aufstellung. Seine Empfindlichkeit wurde so reguliert, dass ein hoher Daniell etwa 120 mm (Skalenteile) Ausschlag bewirkte. Davor, etwa bei *U* stellt man den früher bereits benutzten Wasserkollektor oder die Metallform auf und verband diese mit der einen Elektrode des Elektrometers, dessen andere stets abgeleitet verblieb. Die Stelle, an der der Wasserstrahl in Tropfen zerfiel, lag etwa 110 cm von der nächsten Wand entfernt, und fast sechs Meter von der Spitze. Die Metallform stand etwa ebensoweit von der Wand ab und etwas über sechs Meter von der Spitze. Es wurden Versuche angestellt, sowohl wenn der positive Pol der Maschine (wie in der Figur) mit dem Ende α der primären Rolle des Transformators in Verbindung stand, wie wenn dies mit dem Ende β der Fall war, dabei wurde stets einmal bei Ableitung der Anode, dann bei Ableitung der Kathode an der Influenzmaschine

1) Siehe den Bericht darüber in dieser Zeitschr. 4, 465 bis 469, 1903.

mittels nasser Schnur cet. par gearbeitet. Alle die verschiedenartigen sich so ergebenden Anordnungen[1]) bewirkten nun stets, wenn man durch Teslaentladungen Spitzenausströmungen bei *s* erzeugte, unter Verwendung einer Funkenstrecke zwischen den Zinkpolen *m n* von etwa 15 mm Länge, ganz unzweideutige positive Ladungen am Elektrometer. Nach dem Beginn des Funkenspieles trat des öfteren zunächst etwas schwankende, zappelnde Bewegung des Skalenbildes ein, die dann aber mit der Zeit in eine recht regelmässig verlaufende, wenn auch langsame positive Bewegung überging. Allemal bei andauernden Entladungen ver-



schwand die Skala aus dem Gesichtsfeld, und setzte sich ihre Bewegung meist noch erheblich weiter fort im positiven Sinne, selbst nach Aufhören des Funkenspieles. Positive Verschiebungen von 500 cm (Skalenteilen) und noch erheblich mehr liessen sich auf diese Weise leicht erreichen. Eine entschieden negative Bewegung war niemals zu beobachten, nur in Schwankungen sekundärer Natur konnte man allenfalls unbedeutende negative Wirkungen vermuten, die aber nie andauernder Art waren. Dieser positive Effekt ist im wesentlichen gleich gut zu beobachten mit dem Wasserkollektor, wie bei Verwendung der Metallform als Rezeptor für die ausgeströmte Elektrizität, nur erschien ersterer empfindlicher.

Die positive Ladung, welche die Luft resp. im Arbeitsraume II sich zeigte, hielt nach dem Aufhören der Spitzenausströmungen noch geraume Zeit an, sie wurde aber durch Auslüften meist möglichst bald zu entfernen versucht.[1]) Nahm man Spitze und den sie tragenden Leiter weg, verstopfte die Öffnung im Paraffinfenster, sorgte überhaupt dafür, dass keine Elektrizität aus dem Raum I nach dem Raum II dringen konnte[2]), so gaben Funkenentladungen, welche den Teslatransformator wie sonst erregten, keinerlei Wirkungen am Elektrometer, die mit den positiven der Spitzenausströmungen irgend vergleichbar waren. Mit dem Wasserkollektor wurden auch noch Versuche angestellt, wenn die anregende Funkenstrecke nur etwa 8 mm resp. 5 mm resp. 3 mm lang war. In den beiden ersteren Fällen ergaben sich noch ganz entschiedene positive Effekte (bis zum Verschwinden der Skala im positiven Sinne), die kleinsten Funken ergaben dagegen keine bestimmten Ausschläge am Elektrometer mehr (auch keine negativen). Bei Beobachtung im Dunkeln zeigte sich dann, dass bei den 5 mm Funken noch deutlich eine Lichterscheinung an der Spitze sichtbar war, nicht mehr aber bei den 3 mm Funken. Diese vermögen also kaum mehr Entladungen aus der Spitze unter den gegebenen Umständen hervorzurufen, und können daher auch keine bestimmte Wirkung auf das Elektrometer mehr ergeben. Es zeigen aber, wie Verfasser scheint, die vorliegenden Versuche wieder deutlich, dass der positive Teslaeffekt unter Umständen nicht nur recht weit in den Raum hinaus sich erstreckt, sondern auch in hohem Grade von der Grösse der angewandten Spannungen unabhängig ist.

Bei Versuchen mit sogen. erzwungenen Schwingungen, wie sie im Laboratorium des Herrn Himstedt angestellt worden sind, ist doch wohl zu bedenken, dass die Ausströmungen der Elektrizität nicht durchaus dem Verlaufe solcher erzwungener Oszillationen zu folgen brauchen. Die Theorie erstreckt sich ja nicht auf Vorgänge, wie etwa Spitzenentladungen in Gasen. In diesem Sinne sprechen auch wohl neuere Beobachtungen des Herrn Härdén.

1) Primärer und sekundärer Stromkreis des Teslatransformators waren wie früher durch nasse Schnüre abgeleitet.

1) Manchmal war aber trotzdem noch nach mehr denn 20 Minuten eine erhebliche positive Ladung mittels des Wasserkollektors nachzuweisen.

2) Das ist zum sicheren Arbeiten überhaupt nötig.

(Eingegangen 10. Juli 1903.)

Über die oszillierende Spitzenentladung bei vermindertem Luftdruck.

Von Karl Przibram.

Bekanntlich fand Prof. Himstedt[1]), dass ein Leiter in der Nähe einer Spitze, die mit dem Pole eines Teslaapparates verbunden ist, je nachdem die Entfernung kleiner oder grösser

1) Wied. Ann. **52**, 482, 1894 und **62**, 294, 1899.

ist, eine positive, resp. negative Ladung empfängt, und dass der Abstand, bei welchem diese Vorzeichenänderung der Ladung eintritt, für verschiedene Gase verschieden, und zwar für Luft von allen untersuchten Gasen am grössten ist. Mit dieser Erscheinung befassen sich die Arbeiten von A. Pflüger[1]), K. v. Wesendonk,[2]) E. Knoblauch[3]) und A. Möhlmann.[4]) Vor kurzem hat nun Herr v. Wesendonk[5]) abermals über diesen Gegenstand Versuche veröffentlicht, durch welche er zeigt, dass bei sorgfältiger Anordnung die positive Ladung bis in bedeutende Entfernung von der Spitze verfolgt werden kann, und gelangt zu dem Schlusse: „Die Überlegenheit der positiven Entladung ist nur da vorhanden, wo die disruptiven (eigentlichen Büschelentladungen) in den Vordergrund treten, während bei dem mehr kontinuierlich dahinfliessenden Spitzenlichte die negative Elektrizität bei weitem im Vorteil ist, auch bei kleinen Entladungsstrecken. Schnelle Stromwechsel wie bei den Teslaentladungen, ebenso wie (wenigstens relativ) hohe Potentiale scheinen der Ausbildung solcher starker disruptiver Ausströmungen günstig zu sein und die mehrfach studierten positiven Wirkungen dadurch zu bedingen."

Mit dieser Auffassung scheinen die folgenden Versuche, in welchen die Abhängigkeit des Himstedtschen Effektes vom Gasdruck studiert wurde, gut zu stimmen, weshalb sie vielleicht von Interesse sein könnten.

Das oszillierende System war das denkbar einfachste. Eine kleine Leydenerflasche wurde durch ein Induktorium gespeist und entlud sich durch 10 Windungen eines starken Kupferdrahtes. Über diese waren, durch einen übergeschobenen Glascylinder getrennt, 20 Windungen gewickelt, deren eines Ende zur Spitze führte, während das andere isoliert blieb. Die beiden Pole zeigten zwar quantitativ sehr verschiedene Wirkungen, wie schon Himstedt bei unsymmetrischen Systemen beobachtet hat, doch war der Himstedtsche Effekt an beiden deutlich wahrzunehmen. Die Spitze *s* (Fig. 1), ein bis auf wenige mm in ein Glasrohr eingeschmolzener Platindraht, ragte durch eine Gummidichtung *d* verschiebbar in das cylindrische Entladungsgefäss. Der untere Teil des Gefässes war mit Quecksilber gefüllt, dessen Oberfläche durch Verschiebung des Reservoirs *R* beliebig eingestellt werden konnte. Vor dem Evakuieren musste der Schlauch natürlich durch den Quetschhahn *Q* abgesperrt werden. Das Quecksilber stand mittels des eingeschmolzenen Platin-

1) Wied. Ann. **60**, 116, 1897.
2) Wied. Ann. **66**, 341, 1898.
3) Diese Zeitschr. **2**, 165, 1900.
4) Ann. d. Phys. IV, **8**, 768, 1902.
5) Diese Zeitschr. **4**, 465, 1903.

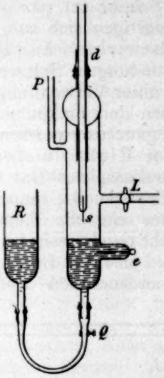


Fig. 1.

drahtes *e* mit einem einfachen Goldblattelektroskop in Verbindung. Die Röhren *P* und *L* dienten zur Verbindung mit der Luftpumpe und zum Einlassen von Luft. War der Abstand Spitze-Quecksilber so eingestellt, dass das Quecksilber eine positive Ladung erhielt, so verschwand diese Ladung und wurde durch eine negative ersetzt, sobald die Luft auf circa 560 mm verdünnt wurde. Zeigte das Quecksilber schon bei Atmosphärendruck schwache negative Ladung, so wurde die Ladung beim Verdünnen stärker. Dieses Resultat, Begünstigung der negativen Ausstrahlung gegenüber der positiven, wurde regelmässig erhalten; die schwankenden Angaben des Elektroskops machten es aber schwer, die Abhängigkeit der Ladung vom Drucke genau zu bestimmen.

Der Druck, bei welchem das Vorzeichen der Ladung sich ändert, ist abhängig vom Abstand der Spitze vom Quecksilberspiegel. Es wurde für verschiedene Abstände dieser Druck bestimmt und dadurch die Verschiebung dieses kritischen Punktes gefunden; das Gebiet mit positiver Ladung zieht sich mit abnehmendem Drucke zusammen. Die folgende Tabelle giebt aus verschiedenen Beobachtungsreihen die regelmässigste wieder. In Fig. 2 ist die entsprechende Kurve gezogen.

Abstand Spitze-Quecksilber	Ladung stets positiv bis mm Druck	
7	500,	dann Funken
9	400,	„ „
10	480,	dann negativ
12	520,	„ „
13	550,	„ „
14	560,	„ „
15	590,	„ „

Der kritische Abstand scheint also dem Drucke nahezu proportional zu sein, ausser für kleine Abstände nahe der Funkenschlagweite.

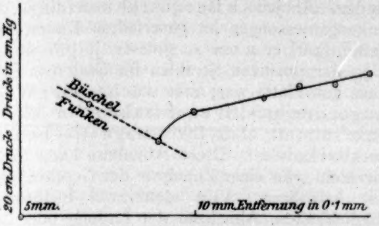


Fig. 2.

Da nun der niedrigere Gasdruck der Ausbildung der „disruptiven (eigentlichen) Büschelentladung" ungünstig ist, so ist nach v. Wesendonk das Überhandnehmen der negativen Ausströmung erklärlich, während man wohl *a priori* geneigt wäre, mit abnehmendem Druck einfach eine Ausdehnung des ganzen Entladungsvorganges, also ein Hinausrücken der kritischen Stelle zu erwarten. Schliesslich möchte ich noch darauf hinweisen, dass, wie ich an anderer Stelle [1]) zu zeigen versuchte, zwischen dem Himstedteffekt und der statischen Büschelentladung eine nahe Beziehung entsteht, indem in den Gasen mit überwiegend positiver Ausstrahlung auch das statische positive Büschel gegenüber dem negativen länger ist als in den anderen Gasen; so gab Luft den grössten Wert für das Verhältnis der Ausdehnung des positiven Büschels zu der des negativen.

Die Versuche wurden im Cavendish Laboratory, Cambridge, angestellt, und ich möchte Herrn Professor J. J. Thomson auch an dieser Stelle für sein freundliches Entgegenkommen meinen wärmsten Dank aussprechen.

1) Wiener Ber. **108** (2a) 1161, 1899.

(Eingegangen 15. Juli 1903.)

Bemerkung zur Ablenkung der positiven Strahlen im elektromagnetischen Felde.

Von J. Stark.

W. Wien [1]) hat in mehreren Untersuchungen festgestellt, dass die positiv geladenen Kanalstrahlen durch ein transversales elektrisches oder magnetisches Feld ungleich stark aus ihrer anfänglichen Bewegungsrichtung abgelenkt werden; ein Bündel Kanalstrahlen wird durch das elektrische oder magnetische Feld in einen Streifen, ein „Spektrum" auseinandergezogen. Wird es gleichzeitig der elektrischen und magnetischen Ablenkung unterworfen in einem Felde, dessen elektrische und magnetische Kraftlinien zusammenfallen, so zeichnet es auf einer zu seiner Anfangsrichtung senkrechten Fluoreszenzebene eine Kurve, die sehr wenig von einer geraden Linie abweicht.

Theoretisch bieten sich folgende Möglichkeiten zur Erklärung der von W. Wien beobachteten ungleichmässigen Ablenkung der positiven Strahlen.

Erstens könnte man denken, dass die am stärksten abgelenkten Strahlen eine kleinere Geschwindigkeit besässen, also eine kleinere Spannungsdifferenz frei durchlaufen hätten. W. Wien [1]) hat indessen festgestellt, dass gerade die am stärksten abgelenkten Strahlen bereits das mögliche Maximum von Geschwindigkeit besitzen, dass nämlich die von ihnen frei durchlaufene Spannungsdifferenz gleich der Elektrodenspannung ist. Diese erste Erklärungsmöglichkeit muss also verworfen werden.

Zweitens könnte man zu der Annahme versucht sein, dass die verschieden abgelenkten Strahlen bei gleicher Ladung ε verschiedene spezifische Ladungen ε/μ, also verschiedene Massen μ besässen. Es könnte sich, schon bevor die Strahlen ihre Geschwindigkeit erlangten, an das positive Elementarquantum eine variable Zahl von neutralen Atomen angelagert haben. In dem Ablenkungsstreifen müssten dann verschiedene Maxima auftreten, entsprechend dem notwendig unstetigen Übergang von einer Zahl angelagerter Atome zu einer anderen Zahl. Da W. Wien [2]) in einer früheren Arbeit zwischen drei Ablenkungsmaxima zu unterscheiden schien, so habe ich in dem von mir verfassten Buche über die Elektrizität in Gasen (Leipzig 1902, S. 347) die vorstehende Erklärungsmöglichkeit angenommen. Da indes W. Wien in seinen späteren Abhandlungen nicht mehr von Maxima, sondern von einem stetigen Ablenkungsstreifen spricht, so verwerfe ich die vorstehende Erklärungsmöglichkeit, da die Diskontinuität der Atomzahlen in den hypothetischen Komplexen eine Kontinuität in dem Ablenkungsbilde ausschliesst. Zudem scheitert diese Erklärungsmöglichkeit an der Thatsache, dass der Ablenkungsstreifen im kombinierten elektrischen und magnetischen Felde geradlinig ist. Hieraus folgert W. Wien, dass die Geschwindigkeit sämtlicher Strahlen dieselbe sei. Wäre μ für verschiedene Strahlen verschieden, so müsste die Geschwindigkeit v verschieden gross sein, da alle Strahlen die gleiche Spannungsdifferenz durchlaufen haben.

Drittens kann man annehmen, dass μ und v für alle Strahlen gleiche Werte besitzen, dass indes die Ladung ε der verschiedenen Strahlen

1) W. Wien, Wied. Ann. **65**, 445, 1898; Ann. d. Phys. **5**, 421, 1901; **8**, 257, 1902; **9**, 660, 1902.

1) W. Wien, Ann. d. Phys. **8**, 259, 1902.
2) W. Wien, Ann. d. Phys. **5**, 421, 1901.

verschieden gross sei. Man muss dann annehmen, dass alle Strahlen, während sie die gleiche Spannungsdifferenz frei durchliefen, die gleiche Ladung besassen, dass sie dagegen nach Austritt aus dem beschleunigenden elektrischen Felde auf ihrem Wege in dem ablenkenden elektromagnetischen Felde verschiedene Mengen negativer Ladung ohne Einbusse an Geschwindigkeit in sich aufnahmen und dann, weil verschieden stark geladen, auch verschieden stark abgelenkt werden.

Diese dritte Erklärungsmöglichkeit ist von W. Wien gegeben worden. Er schreibt Ann. d. Phys. **9**, 664, 1903 folgendes: „Man hat nämlich bisher die Ladung der negativen Elektronen stillschweigend als gleich der Ladung eines Wasserstoffions angenommen und dann die zugehörige Masse als entsprechend kleiner angesehen. Diese Annahme ist aber mit den Eigenschaften der positiven Elektronen nicht gut vereinbar. Es könnte dann nämlich einem positiven Elektron niemals weniger negative Elektrizität, als die Ladung eines Wasserstoffions ausmacht, fehlen. — Einfacher (— als Veränderlichkeit der Masse, Verf. —) ist es, die Möglichkeit zuzulassen, dass das negative Elektron nur einen Teil der Ladung des Ions besitzt. Dann könnten die Moleküle durch die Aufnahme einer verschiedenen Anzahl negativer Elektronen verschiedene spezifische Ladung besitzen. Allerdings müsste die Masse des negativen Elektrons in demselben Verhältnis kleiner angenommen werden und die negativen Elektronen wären dann als noch viel kleiner anzusehen, als bisher angenommen wurde."

Ehe wir auf die Diskussion dieser dritten Erklärungsmöglichkeit, die so weittragende Konsequenzen in sich schliesst, eingehen, sei die Unterstützung besprochen, welche sie durch eine jüngst erschienene Abhandlung von H. Becquerel[1]) erfährt.

Die α-Strahlen einiger radioaktiver Substanzen sind positive Strahlen, gehören daher in die Gattung der Kanalstrahlen, wie von E. Rutherford[2]) entdeckt, von H. Becquerel[3]) und Th. Des Coudres[4]) bestätigt wurde. Becquerel hat nun kürzlich auf eine merkwürdige Eigenschaft der positiven Strahlen des Radiums aufmerksam gemacht. Lenkt man diese im gasverdünnten Raume durch ein Magnetfeld ab, so erhält man keine Dispersion im photographischen Ablenkungsbild, selbst wenn die Strahlen von dem Radium bis zur lichtempfindlichen Platte einen Weg von 8 cm zurücklegen; der Krümmungsradius r der Strahlenbahn ist unabhängig von diesem Wege; dies hat Des Coudres gefunden. Als jedoch Becquerel neuerdings Ablenkungsmessungen im gaserfüllten Raume anstellte, fand er r um so grösser, je grösser der Weg der positiven Strahlen im Gase von Substanz zur Platte war; mit wachsender Weglänge der positiven Strahlen in einem Gase nimmt also ihre magnetische Ablenkbarkeit ab. Diese Abnahme kann offenbar nicht von einer Zunahme der Geschwindigkeit herrühren. Von den zwei bleibenden Möglichkeiten, Abnahme der Ladung oder Zunahme der Masse, erwählt Becquerel die erstere, die Veränderlichkeit der Ladung, zur Erklärung der von ihm gefundenen Erscheinung.

Die von Becquerel gefundene Erscheinung, dass positive Strahlen, welche ursprünglich die gleiche Geschwindigkeit besitzen und diese Geschwindigkeit keinesfalls während der Ablenkung beträchtlich verkleinern, eine kontinuierliche Abnahme ihrer spezifischen Ladung zeigen, wenn ihr Weg in dem durchlaufenen Gase kontinuierlich wächst, diese Erscheinung lässt die Wiensche Annahme, Veränderlichkeit der elektrischen Ladung des positiven Strahlteilchens, an Wahrscheinlichkeit gewinnen. Indes erheben sich gegen diese Annahme andererseits wieder schwerwiegende Bedenken. Die oben wörtlich wiedergegebene Annahme Wiens stellt die Konstanz des elektrischen Elementarquantums in Frage, das uns bis jetzt als eine universelle Konstante erschien und aus elektrischen Messungen sowie auf Grund der elektromagnetischen Strahlungstheorie von gleicher Grösse sich ergab. Ferner ist bereits experimentell gezeigt worden, dass die Ladung des negativen Elektrons identisch ist mit derjenigen des positiven elektrolytischen Wasserstoffions. J. J. Thomson[1]) hat nämlich einerseits gezeigt, dass die spez. Ladung der durch ultraviolette Belichtung von einer Zinkplatte losgelösten negativen Elektronen den gleichen Wert besitzt wie diejenige der gewöhnlichen Kathodenstrahlen, wie auch von Lenard[2]) gezeigt wurde; andererseits hat er festgestellt, dass die negativen Teilchen, welche von einer Zinkplatte bei ultravioletter Belichtung ausgehen, auf Grund der Nebelbildung bei adiabatischer Ausdehnung dieselbe Ladung besitzen wie das elektrolytische Ion. Auch die negativen Ionen, die durch Röntgenstrahlen in Luft erzeugt werden, besitzen die gleiche Ladung[3]); diese negativen Ionen haben aber zum Kern immer ein negatives Elektron; und dieses ist nach Townsend[4]) für Wasserstoff, Stickstoff u. s. w. von gleicher Art und zwar von

1) H. Becquerel, Compt. rend. **136**, 1517, 1903.
2) E. Rutherford, diese Zeitschr. **4**, 235, 1903.
3) H. Becquerel, Compt. rend. **136**, 199, 431, 1903.
4) Th. Des Coudres, diese Zeitschr. **4**, 483, 1903.

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. **48**, 547, 1899.
2) Ph. Lenard, Wien. Ber. **108**, 1649, 1899.
3) J. J. Thomson, Phil. Mag. **46**, 528, 1898; **5**, 346, 1903; H. A. Wilson, Phil. Mag. **5**, 429, 1903.
4) J. S. Townsend, Phil. Mag. **1**, 198, 1901; **5**, 389, 1903.

derselben wie diejenige des lichtelektrisch erzeugten negativen Elektrons.

Es giebt nun folgende vierte Möglichkeit, die Veränderlichkeit der spez. Ladung der positiven Ladung zu erklären. Erstens wollen wir daran festhalten, dass die Ladung des negativen Elektrons konstant gleich $3{,}1 \cdot 10^{-10}$ elektrostatischen Einheiten sei. Die Ladung des positiven Ions sei ebenso gross oder variiere diskontinuierlich wie die ganzen Zahlen, sei also ein Vielfaches von jenem Elementarquantum. Zweitens wollen wir zugeben, dass die positiven Strahlen beim Eintritt in das ablenkende elektromagnetische Feld und in das darin befindliche Gas alle von identischem Charakter seien, also gleiche Masse, Ladung und Geschwindigkeit besitzen. Drittens führen wir als neu die Annahme ein, dass ebenso wie positiv und negativ geladene Massenteilchen, wenn sie eine sehr grosse Geschwindigkeit besitzen, so auch neutrale Moleküle oder Atome unter der gleichen Voraussetzung strahlartigen Charakter annehmen, also ein Gas auf eine beträchtliche Strecke geradlinig durchlaufen und beim Auftreffen auf gewisse Körper diese zum Leuchten anregen. Die Bedingung sehr grosser Geschwindigkeit lässt sich bei den Ionen leicht dadurch erfüllen, dass man sie grosse Spannungsdifferenzen frei durchlaufen lässt. Bei den neutralen Teilchen ist dies nicht möglich; diese können indes auf folgende zwei Arten durch Vermittelung der positiven Strahlen eine grosse Geschwindigkeit erhalten. Erstens kann ein positives Strahlteilchen seine Geschwindigkeit und kinetische Energie auf ein neutrales Teilchen durch Stoss übertragen; dieses bewegt sich dann in der Richtung von jenem weiter, das Strahlteilchen selbst kommt zum Stillstand. Zweitens kann ein positives Strahlteilchen durch Aufnahme eines negativen Elektrons in ein neutrales Teilchen sich verwandeln und dann als neutraler Strahl in der Tangente seiner Bahn weiterlaufen; dies ist deswegen ohne merkliche Geschwindigkeitseinbusse möglich, weil die Masse des aufgenommenen negativen Elektrons sehr klein ist.

Die neutralen Molekülstrahlen, die durch Transformation aus positiven Ionenstrahlen entstehen, sei es durch Stoss, sei es durch Neutralisation, erfahren in dem elektromagnetischen Felde keine Ablenkung, sie setzen indes die Bewegung der erzeugenden positiven Strahlen fort und zwar laufen sie in der Tangente weiter, welche in demjenigen Punkte, in welchem die Transformation von elektrisch in neutral stattfindet, an die Ablenkungskurve der positiven Strahlen gelegt werden kann. Hieraus ergeben sich folgende Sätze. Indem in allen Punkten der Ablenkungsbahn positive Strahlen in neutrale Strahlen übergehen und diese auf der abbildenden Fluoreszenzebene leuchten oder auf der lichtempfindlichen Schicht einen Eindruck hervorrufen, entsteht hier ein kontinuierlicher Ablenkungsstreifen. Das von den neutralen Molekülstrahlen erzeugte Ablenkungsbild ergiebt, wenn man es fälschlicherweise positiven Strahlen zuschreibt, einen grösseren Krümmungsradius r und eine kleinere spez. Ladung ε/μ als denjenigen am stärksten abgelenkten in Wirklichkeit positiven Strahlen zukommt, welche ohne Transformation die Abbildungsebene erreichen.

Die Bahnen der neutralen Strahlen, welche durch Transformation aus den positiven Strahlen entstehen, liegen in der Regelfläche, welche von den Tangenten der Ablenkungskurve gebildet wird. Der Schnitt dieser Regelfläche mit der abbildenden Ebene ist der beobachtbare Ablenkungsstreifen. Dieser ist dann eine gerade Linie, wenn die Regelfläche eine Ebene, wenn also die Ablenkungskurve eine ebene Kurve ist. Dies soll untersucht werden.

Die anfängliche Richtung des positiven Strahlteilchens sei x, seine elektrische Ablenkung erfolge in der Richtung y, seine magnetische normal zu y, der Nullpunkt des Koordinatensystems liege im Anfang des magnetischen und elektrischen Feldes, diese seien auf der ganzen Bahnlänge homogen, der Zuwachs, welche die Anfangsgeschwindigkeit v_0 des positiven Strahles innerhalb des elektromagnetischen Feldes erfährt, sei klein gegen v_0, F sei die elektrische Feldstärke, r der Krümmungsradius infolge der magnetischen Ablenkung. Es stellen dann folgende Gleichungen die Ablenkungskurve als Funktion des Parameters u dar.

$$x = (2ru - u^2)^{1/2}$$

$$y = \frac{F \cdot \varepsilon}{v_0^2}(2ru - u^2)$$

$$z = u.$$

Es sei $A = y'z'' - z'y''$, $B = z'x'' - x'z''$, $C = x'z'' - z'x''$. Es ist dann die zweite Krümmung oder Torsion $\frac{1}{\varrho} = \frac{Ax''' + By''' + Cz'''}{A^2 + B^2 + C^2}$.

Ist die Determinante

$$\begin{vmatrix} x' & y' & z' \\ x'' & y'' & z'' \\ x''' & y''' & z''' \end{vmatrix}$$

Null, so ist die Kurve eben. Nun ist in unserem Falle $x' = (2ru - u^2)^{-1/2}(r - u)$,
$x'' = -(2ru - u^2)^{-3/2}(r - u)^2 - (2ru - u^2)^{-1/2}$,
$x''' = 3(2ru - u^2)^{-5/2} \cdot (r - u)^3 + 2(2ru - u^2)^{-3/2}$
$(r - u) + (2ru - u^2)^{-1/2}(r - u)$; $y' = \frac{F \cdot \varepsilon}{v_0^2}(r - u)$,

$$y'' = -\frac{F \cdot \varepsilon}{v_0^2},\ y''' = 0;\ z' = 1,\ z'' = z''' = 0.$$

Die obenstehende Determinante verschwindet demnach nicht.

Der Schnitt unserer Regelfläche mit der abbildenden Ebene ist darum, streng theoretisch genommen, nicht eine Gerade. So scheint unsere Annahme sich in ihren Folgerungen in Widerspruch mit der Beobachtung Wiens zu setzen, dass ein Kanalstrahlenbündel im elektromagnetischen Felde einen geradlinigen Lichtstreifen auf der abbildenden Ebene zeichnet. Indes ist für kleine Werte von z der Wert der Torsion $\frac{1}{\varrho}$ von Null wenig verschieden, so dass der Schnitt der Regelfläche mit der abbildenden Ebene für diesen Fall praktisch doch nahezu geradlinig ist. Dazu war in Wiens Versuchen die Breite des elektrischen Feldes kleiner als diejenige des magnetischen, auch war das Magnetfeld längs x nicht homogen, sondern für kleine x kleiner als für grosse x. Diese beiden Momente können in dem Sinne wirken, dass die an und für sich kleine Abweichung der Schnittkurve von einer Geraden praktisch noch weiter verkleinert wurde.

Die Annahme, dass die positiven Ionenstrahlen bei ihrer Fortpflanzung in einem Gase eine Transformation in neutrale Molekülstrahlen erfahren, steht demnach mit keinem bis jetzt bekannten experimentellen Resultat in Widerspruch. Sie erklärt ungezwungen, die scheinbare Abnahme der spez. Ladung der positiven Strahlen bei zunehmender Weglänge in einem Gase. Die neutralen Molekülstrahlen dürften auch in den verschiedenen Strahlengattungen enthalten sein, die von Goldstein[1]) unter dem Namen Kanalstrahlen unlängst beschrieben worden sind.

1) E. Goldstein, Verhand. d. D. Physik. Ges. **4**, 67, 239, 1903.

Göttingen, 7. Juli 1903.

Über die Erzeugung sehr hoher Spannungen durch Wechselstrom.

Von W. Wien.

Die Herstellung sehr hoher Spannungen ist für das Studium vieler Erscheinungen in neuester Zeit immer wichtiger geworden. Hochgespannter Gleichstrom lässt sich durch Dynamomaschinen oder Hochspannungsbatterien nur mit sehr hohen Kosten erzeugen und auch hier ist man wohl über 40000 Volt nicht hinausgekommen. Mit der Influenzmaschine kann man allerdings bis 100000 Volt und wohl auch noch höher gelangen, doch sind die hier erzeugten Stromstärken gering und eine erheblich weitere Steigerung der erreichten Spannung erscheint ausgeschlossen.

Nun liefern die neueren Induktionsapparate Spannungen, die einer Funkenlänge von 1 m und darüber entsprechen. Doch sind mit diesen Spannungen exakte Messungen bisher überhaupt noch nicht ausgeführt. Es liegt das in erster Linie daran, dass die bisherigen Unterbrecher sämtlich inkonstant arbeiten und ausserdem der Differentialquotient des Stromes nach der Zeit, von dem die erreichte Spannung abhängig ist, sich unserer Kenntnis entzieht. In dieser Unkenntnis ist auch die ungenügende Übersicht über die Vorgänge an grossen Induktionsapparaten begründet.

Der einzige Weg, die durch den Induktionsapparat erreichbaren hohen Spannungen auch exakten Messungen zugänglich zu machen, scheint mir der zu sein, dass man anstatt des unterbrochenen Gleichstroms Wechselstrom verwendet. Bei Sinusströmen lassen sich die Vorgänge im Stromkreise theoretisch übersehen und exakte Messungen anstellen. Nun liefern unsere Wechselstrommaschinen zwar keine Sinusströme, aber doch solche, die von der Sinusform nicht erheblich abweichen und überdies einer Analyse zugänglich sind.

Wenn man einen grossen Induktionsapparat mit Wechselstrom betreibt, der die üblichen 100 Polwechsel hat, so erreicht man eine Spannung, die im allgemeinen zwischen 30000 und 50000 Volt liegt, wobei man mit einem Strome von 5 – 7 Amp. bei einer Primärspannung von etwa 50 Volt auskommt.

Da nun das Verhältnis der erreichten Sekundärspannung zur Primärspannung in roher Annäherung dem Verhältnis der Windungszahlen der sekundären und primären Spule proportional ist, so lässt sich eine zehnfache Spannung entweder durch Verzehnfachung der Windungszahl der Sekundärspule oder durch Verringerung der Windungszahl der Primärspule auf den zehnten Teil bei derselben Wechselzahl erreichen. Auf dem ersten Wege würde man eine ganz ungefüge und überaus kostbare Sekundärspule, auf dem zweiten eine Verringerung des scheinbaren Widerstandes auf den hundertsten Teil und damit eine hundertfache Steigerung der Stromstärke brauchen.

Wenn man indessen die Wechselzahl des Stromes verzehnfacht, so steigert man wieder den scheinbaren Widerstand auf das Zehnfache, sodass man dann bei Verringerung der Windungszahl der Primärspule auf den zehnten Teil nur den zehnfachen Strom, dabei aber auch Steigerung der Sekundärspannung auf das Zehnfache erhalten muss. Man hat dann den Vorteil, die Sekundärspule der gewöhnlichen Induktionsapparate beibehalten zu können.

Durch diese Erwägungen wurde ich veranlasst, von der Firma Schuckert & Co. in Nürnberg eine Wechselstrommaschine für 1200 Polwechsel in der Sekunde bauen zu lassen, die

bei einer Spannung von ca. 100 Volt 4 Kilowatt zu liefern vermag. Diese Maschine ist von der genannten Firma in ganz vorzüglicher Ausführung geliefert worden. Der Motor ist ein Nebenschlussmotor von 8 P.S.-Leistung und ca. 7 Kilowatt Effektbedarf für eine Spannung von 220 Volt. Die normale Tourenzahl beträgt 2000 in der Minute. Da die Maschine 36 Pole hat, so ist die verlangte Polwechselzahl erreicht. Durch einen Regulierwiderstand lässt sich die Tourenzahl bis auf $^1/_3$ ermässigen.

Der von dieser Maschine gelieferte Wechselstrom wurde ohne weiteren Widerstand in die Primärspule eines Erneckeschen Induktionsapparats von 40 cm Schlagweite geleitet, die nur aus 43 Windungen Kupferdraht von 25 qmm Querschnitt und gewöhnlichem Eisenkern besteht.

Die erwartete hohe Spannung entwickelte sich ohne Schwierigkeit. Ein ausserordentlich kräftiger Funkenstrom übersprang eine 38 cm lange Luftstrecke zwischen zwei Kugeln. Dabei betrug der Primärstrom 42 Amp. bei 40 Volt. Die hierzu notwendige Magneterregung der Maschine war noch eine verhältnismässig schwache, sie entsprach einer Leerlaufspannung von 65 Volt, betrug also nur genau die Hälfte der maximalen Leerlaufspannung von 130 Volt. Bei stärkerer Magneterregung ging der Funken in eine nach oben ausweichende Flammenentladung über. Die Methode hätte daher ohne weiteres noch weit höhere Spannungen geliefert. Doch mochte ich die Isolation der auf 40 cm bei Funken zwischen Spitze und Platte geprüften Sekundärspule nicht auf eine härtere Probe stellen.

Jedenfalls haben diese Versuche ergeben, dass mit den gebräuchlichen grossen Induktionsapparaten bei passender Primärspule durch eine Wechselstrommaschine von 1200 Polwechseln die mit Unterbrechern zu erreichenden Spannungen ebenfalls zu erreichen sind. Dadurch bietet sich ein Weg, diese hohen Spannungen exakten Messungen zu unterwerfen.

Würzburg, 23. Juni 1903. Physik. Institut.

(Eingegangen 25. Juni 1903.)

Über die Polarität der elektrischen Zerstreuung bei Gewittern.

Von H. Mache.

Eine vollständige Messung der elektrischen Zerstreuung für beide Vorzeichen lässt sich kürzestens in einer Viertelstunde ausführen, wofern man sich der üblichen Methode bedient. Es möge dies die Mitteilung eines Verfahrens rechtfertigen, welches gestattet, fast für den Augenblick den Überschuss der einen Ionengattung über die andere quantitativ festzustellen.

Ein 12 m³ enthaltendes würfelförmiges Holzgestell wurde auf allen Seiten doppelt mit Eisendraht überspannt, so dass quadratische Maschen von 9 cm² Fläche entstanden. Oben war es zum Schutze gegen atmosphärische Niederschläge mit Zinkblech gedeckt. Inmitten dieses Drahtkastens hing eine Radiumelektrode, von welcher ein Draht gut isoliert durch eine 3 m lange und 1 cm weite Eisenröhre in ein Holzhäuschen führte, in dem ein Quadrantelektrometer (Empfindlichkeit 12 Skalenteile für 1 Volt) aufgestellt war. Hier wurde der Draht mit der Nadel des Elektrometers verbunden. Drahtkasten und Röhre waren sorgfältig geerdet. Man beobachtet nun bei schönem Wetter im Vorzeichen wechselnde Anzeigen des Elektrometers, welche selten bis zu einem Volt betragen. Dagegen sind diese Anzeigen sehr beträchtlich, sobald ein Gewitter auftritt. Natürlich ist hierbei, wenigstens bei Nahgewittern, eine gewisse Vorsicht geboten, da die heftigen Schwankungen des Luftpotentials zu Täuschungen Veranlassung geben können. Das Luftpotential musste daher ebenfalls beobachtet werden und es wurde hierzu eine zweite Radiumelektrode verwendet, welche ungeschützt und zwei Meter höher als die Kastenelektrode in grösserer Entfernung von ihr aufgestellt war, und mit einem Elektroskope verbunden werden konnte. Es wurde nun wiederholt — besonders deutlich beim Heran- und Abziehen der Gewitter — im Kasten das Vorhandensein elektrischer Massen konstatiert zu Zeiten, wo das gleichzeitig beobachtete Luftpotential sehr niedrige Werte aufwies und sich entweder gar nicht oder gar in entgegengesetztem Sinne änderte, als zur Deutung der beobachteten Anzeigen als Influenzwirkungen erforderlich wäre. Wiederholt gelang es auf diese Weise, Potentiale im Kasten zu beobachten, welche höher waren als die an der vor Influenz ungeschützten und zudem höher über dem Erdboden gelegenen Elektrode, welche zur Messung des Luftpotentials diente. Auch an eine störende Wirkung des im Drahtkasten verwendeten Radiums im Sinne einer gegen die geerdeten Drähte sich ausbildenden Potentialdifferenz kann in Anbetracht der Grösse des beobachteten Effektes und der im Freien, zumal bei Gewittern, stets vorhandenen Luftströmungen nicht gedacht werden. Ich lasse eine charakteristische Beobachtungsreihe vom 6. IX. 1902 folgen. Sie bezieht sich auf ein kurz andauerndes Gewitter, welches den Beobachtungsort streifte. Die elektrische Thätigkeit, anfangs sehr gering, wurde während kurzer Zeit stark, um dann rasch wieder zu sinken. Die mitgeteilten Beobachtungen fallen in diese letzte Periode.

Zeit	Elektrometer	Elektroskop	
8^h 8^m *p.*	+ 10 Volt	> — 800 Volt	Schwacher, feiner Regen.
18	+ 1	> — 800	
32	+ 3	+ 40	
58	— 11	— 86	
9^h 5	— 30	— 71	
	+ 2	— 86	
	+ 7	— 71	
	+ 17	— 45	
19	+ 20	— 45	
	+ 23	— 40	
22	+ 24	— 40	
	+ 18	— 40	
28	+ 24	+ 30	
31	+ 5	+ 30	

Ein einfacher Zusammenhang zwischen der Ladung der Luft und dem jeweiligen Potentialgefälle scheint demnach nicht zu bestehen und ist auch nicht zu erwarten. Während nämlich innerhalb des Kastens nur die in der Luft vorhandenen freien Ladungen wirken, wird das äussere Feld durch vier Summanden, durch Erd- und Wolkenladung, durch die Ladung des Niederschlages, endlich aber auch durch die Eigenladung der Luft bedingt und es wird von Fall zu Fall bald der eine, bald der andere dieser Summanden überwiegen können.

Es hat nun meines Wissens zuerst Herr A. Pocchettino[1]) bemerkt, dass bei Gewittern eine starke Polarität in der Zerstreuung auftritt, eine Beobachtung, welche seitdem mehrfach bestätigt wurde. Ist dies der Fall, so muss der Überschuss der einen Ionenart über die zweite als freie Ladung der Atmosphäre zur Geltung kommen und auf die angegebene Weise beobachtet werden können.

Lässt man die oben gegebenen Zahlen als völlig störungsfrei gelten, so schwankte hier die im cbm enthaltene Ladung zwischen — 0,8 und + 0,6 E.S.E. und die Zahl der im cm^3 im Überschuss enthaltenen Ionen zwischen 0 und 1700. Es sind dies Werte, welche nach den Messungen von Herrn H. Ebert[2]) dem absoluten Betrag an Elektrizitätsmenge an gewitterfreien Tagen gleichkommen können.

Es wäre nicht ohne Interesse, derartige Messungen an Orten auszuführen, wo schon bei normalem Wetter eine ausgesprochene Polarität existiert, wie dies auf Berggipfeln der Fall ist.

Um die Ladung der atmosphärischen Niederschläge zu messen, hat Linss vorgeschlagen, einen grösseren Raum durch Drahtnetze gegen Influenzwirkungen der Wolkenladungen und des Erdfeldes zu schützen, um dann mittels eines inmitten des Raumes angebrachten Kollektors das durch die Ladung der fallenden Tropfen hervorgebrachte Potential zu messen.

Nach dem oben Mitgeteilten ist dieses Verfahren, wenigstens bei Gewitterregen, nicht anwendbar, da sich hier Luft- und Regenladung superponieren.

Wien, II. physik. Inst. der k. k. Universität.

(Eingegangen 12. Juli 1903.)

1) Meteorol. Zeitschr. 1901, 542.
2) Physik. Zeitschr. 2, 662, 1901.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Die durch das Ableben des Professors Dr. Hamburger erledigte Dozentenstelle für Mathematik an der Technischen Hochschule in Charlottenburg ist dem bisherigen Privatdozenten Dr. Ernst Steinitz übertragen worden. Dem Privatdozenten für Physikalische Chemie, Professor Dr. K. Schaum-Marburg wurde die venia legendi auch für Physik erteilt; derselbe ist als Assistent am physikalischen Institute thätig.

An der Universität Tübingen habilitierte sich Dr. Rich. Gans-Hamburg für Physik mit der Schrift: „Über Volumänderung von Gasen durch die elektrische Polarisation".

Zu a. o. Professoren wurden ernannt der Privatdozent der Mathematik an der Universität Würzburg Dr. Georg Rost, der Privatdozent der Mathematik v. Weber und der Privatdozent der Physik Korn an der Universität München.

In Wien starb am 18. Juli der Professor der chemischen Technologie an der Hochschule für Bodenkultur, Hofrat Franz Schwackhöfer im 61. Lebensjahre, in Gaildorf der Assistent am chemischen Laboratorium der Stadt Stuttgart Dr. Max Gmelin im Alter von 36 Jahren, in Moskau der Professor der Mathematik N. Bugajew im Alter von 66 Jahren.

Gesuche.

Dr. phil. (Physiker mit Oberlehrerexamen) sucht

Assistentenstelle.

Offerten unter **H. H.** an die Expedition.

Für das physikalische Institut der Technischen Hochschule in Darmstadt wird ein

Assistent

gesucht. Bewerbungen sind zu richten an Prof. Dr. **K. Schering**, Darmstadt, Hochschulstrasse 2.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.